

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.952

НА ПУТИ К ОСУЩЕСТВЛЕНИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КОЛЛАПСА

Б. Э. Мейерович

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	221
2. Физическая природа равновесия релятивистского Z-пинча	224
2.1. Подсистемы ионов и электронов	224
2.2. Уравнения равновесия, их общие свойства и условия удержания	227
2.3. Приближение статистики Больцмана	228
2.4. Равновесие вблизи границы коллапса. Электрически нейтрализованный разряд	231
3. Корреляционные свойства зарядов в плазменных потоках	233
3.1. Поле заряженной токонесущей нити	233
3.2. Взаимодействие зарядов в плазменных потоках	235
3.3. Возможность сверхпроводимости	236
4. Проблема устойчивости пинчевых систем	237
4.1. Двухжидкостная гидродинамика заряженной плазмы	237
4.2. О гидромагнитной устойчивости пинчей	237
4.3. Анализ устойчивости пинча в двухжидкостной электромагнитной гидродинамике	239
4.4. О макроскопическом описании устойчивости пинчевых систем	244
5. Динамика сжатия пинчевой системы	245
5.1. Адиабатическое приближение	245
5.2. Излучение пинчевых систем	247
5.3. Радиационное сжатие	248
5.4. Ускорение зарядов пинчевыми системами	251
6. Заключение	253
Список литературы	254

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие физики высоких плотностей энергии имеет интересную историю и открывает широкие перспективы изучения природы и разнообразных практических приложений. Прогресс в достижении предельных концентраций энергии неотделим от техники создания полей высокой напряженности и сверхвысоких давлений.

Современное развитие физики высоких плотностей энергии восходит к ставшим классическими работам Капицы ¹ по созданию импульсных сильных магнитных полей. Прогресс в развитии взрывного метода кумуляции энергии связан с работами Сахарова ². В семидесятые годы развитие техники высоких давлений мегабарного диапазона ³ было стимулировано указанной Ашкрофтом ⁴ возможностью получения метастабильного состояния металлического водорода с высокой температурой сверхпроводящего перехода. Кумуляция энергии лежит в основе развиваемых в настоящее время направлений к осуществлению управляемой термоядерной реакции. Любопытно отметить, что при воздействии на плазму мощных потоков лазерного излучения возникают сверхсильные магнитные поля ⁵.

В природе высокие плотности вещества встречаются в недрах планет и звезд как результат гравитационного сжатия тел большой массы. Ньютоновский гравитационный потенциал удовлетворяет такому же уравнению,

что и скалярный потенциал электрического поля. Поставим вопрос: нельзя ли, используя электромагнитные силы вместо гравитационных, уменьшить масштабы, необходимые для получения сверхплотной материи и осуществить предельное сжатие в лабораторных условиях? Отношение гравитационной силы взаимодействия двух протонов к силе их электростатического взаимодействия составляет очень малую величину $F_g/F_e = -G(m_p/e_n)^2 = -0,8 \times 10^{-36}$ ($e_n = 4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE, $m_p = 1,66 \cdot 10^{-24}$ г, $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³/г·с). Это означает, что если использовать электромагнитное взаимодействие для сжатия вещества, то для достижения давлений, создаваемых гравитацией, например, в центре Солнца, потребовалось бы материи всего порядка 10^{-3} г (масса Солнца равна $m_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г).

При столь сильном сжатии энергия системы в расчете на один заряд составляет величину порядка массы покоя электрона. Это значительно превосходит энергию связи внешних электронов в атомах. При сильном сжатии атомные связи электронов с ядрами нарушаются, и вещество представляет собой полностью ионизованную плазму, вообще говоря, не нейтральную. Ясно, что если плазма заряжена, то избыточные заряды электростатически расталкиваются, и с помощью одних только электростатических сил нельзя осуществить сжатия плазмы в целом.

Иначе обстоит дело, когда в плазме заряды одного знака в целом движутся относительно зарядов другого знака. Если средняя (дрейфовая) скорость электронов относительно подсистемы ионов отлична от нуля, то по плазме течет ток и появляется магнитное поле. Взаимодействие параллельных токов через создаваемое ими магнитное поле носит характер притяжения. Магнитное притяжение движущихся зарядов может оказаться сильнее, чем электростатическое отталкивание даже при наличии в плазме избыточного заряда. В итоге коллективное взаимодействие зарядов плазмы будет иметь характер взаимного притяжения. Под действием этих сил плазменный канал тока будет сжиматься (пинч-эффект) до тех пор, пока давление не вырастет настолько, чтобы восстановить равновесие сил.

Исследования самосжимающихся потоков заряженных частиц, начатые Беннетом ⁶ и возрожденные Будкером ⁷, получили широкое распространение в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза. По существу, на пути осуществления сильного электромагнитного самосжатия стоят проблемы, во многом сходные с проблемами термоядерного синтеза. Это дает возможность на ограниченном материале проанализировать некоторые аспекты проблемы создания управляемых термоядерных реакторов.

Уже в начальной фазе термоядерных исследований в знаменитой лекции Курчатова ⁸ сообщалось о значительных успехах на пути сжатия и нагрева плазмы в пинчах сильного тока. В первых же экспериментах наблюдалось излучение нейтронов ⁹. Тогда казалось, что проблема сводится к тому, чтобы добиться выполнения условий равновесия плазменного столба в магнитном поле собственного тока при значениях линейного числа зарядов N и тока I , соответствующих необходимой для реакции температуре. Магнитное поле удерживало бы плазму от разлета по радиусу и обеспечило бы необходимое время существования горячей плазмы. В действительности же разряд сильного тока представлял собой всегда быстропеременный процесс, имеющий мало общего с состоянием равновесия.

Основы теории эволюции пинчевой системы были заложены работой Леонтовича и Осовца, которые рассмотрели динамику сжатия разрядного канала с учетом инерции ионов. При большой величине тока сила магнитного сжатия первоначально значительно превышает давление плазмы. Под действием магнитной силы разряд сжимается, и давление растет. В некоторый момент времени давление плазмы сравнивается с давлением магнитного поля тока. Однако к этому моменту заряды приобретают значительную кинетическую энергию радиального движения, и сжатие токового канала продолжается по инерции против действующей силы до тех пор, пока радиаль-

ная скорость не обратится в нуль. В этой точке поворота уже давление плазмы превосходит давление поля, и система начинает расширяться. Если электрический ток в цепи поддерживать продолжительное время, то система будет совершать колебания, и заранее не очевидно, что в конечном итоге она придет к состоянию равновесия.

Проблема удержания горячей плазмы стимулировала работы по изучению равновесных конфигураций плазмы¹⁰ и их устойчивости¹¹. Переход от Z-пинчей к системам более сложной геометрии¹² вызвал необходимость разработать общие методы исследования устойчивости плазмы в магнитном поле. Был создан энергетический принцип исследования магнитогидродинамической устойчивости плазмы¹³, примененный с успехом к различным сложным системам¹⁴⁻¹⁶.

Важнейшим этапом для понимания физики пинчевых систем стал анализ баланса излучаемой энергии и тепла, выделяемого в плазме током. Этот анализ был проведен в 1957 г. Пизом¹⁷ и Брагинским¹⁸. Оказалось, что если ток превышает некоторое критическое значение (ток Пиза — Брагинского), то канал тока будет неограниченно сжиматься. Был сделан важный вывод, что при достаточно сильном токе плазма становится коллапсирующей^{19,20}.

Шестидесятые годы знаменуются переходом от нерелятивистских к релятивистским скоростям в потоках заряженных частиц. Происходит быстрое развитие физики и техники мощных релятивистских электронных пучков^{21,22}. Релятивистский электронный пучок при наличии в нем положительных ионов представляет собой самосжимающуюся (пинчевую) систему. Однако при релятивистской скорости дрейфа эта система не может рассматриваться как единая электрически нейтральная проводящая жидкость, характеризующаяся общей для всех ее частей гидродинамической скоростью течения. Поэтому для описания плазмы релятивистских пинчевых систем приходится выйти за рамки классической магнитной гидродинамики, отказаться от условия квазинейтральности и самосогласованно рассчитывать плотности зарядов и электрическое поле, используя уравнение Пуассона. Это привело к формированию и развитию новой области — физики заряженной плазмы²³.

В исследованиях пинчевых систем очень впечатляющим было открытое в 1968 г.²⁴ образование в малоиндуктивной вакуумной искре так называемых плазменных точек, или микропинчей, состояние вещества в которых оказалось близким к внутризвездному²⁵. Микропинчу свойственны все присущие сильно сжатой плазме проявления — вспышка рентгеновского излучения, высокие температуры электронов и ионов, наличие многократно ионизованных ионов, генерация направленных потоков ускоренных зарядов, испускание нейтронов, взрывной характер электронной эмиссии, излучение жестких рентгеновских квантов, интенсивность которых медленно убывает с ростом энергии фотона (не экспоненциально, а степенным образом).

Все эти явления наблюдаются в самых разнообразных сильноточных устройствах — в разрядах прямого тока^{9,26}, в плазменных фокусах Филиппова²⁷ и Мейзера²⁸, при электрическом взрыве проволок^{29,30}, в вакуумных малоиндуктивных диодах^{31,32}. Это указывает на единую природу явлений, происходящих в сильно сжатой током плазме, которую, к сожалению, и по сей день нельзя признать установленной однозначно. Сильные электрические разряды изучаются с конца прошлого века³³, и за всю историю их изучения ни одно из перечисленных выше явлений не было предсказано заранее. Электрический разряд оказался очень «неудобным» для теоретического описания и вместе с тем интереснейшим в экспериментальном аспекте явлением.

Физически наиболее интересные свойства пинчевых систем проявляются на стадии максимального сжатия и нагрева плазмы. На стадии испускания нейтронов и ускоренных зарядов плотность плазмы уже так велика, что время релаксации за счет кулоновских столкновений в каждой из подсистем (электронов и ионов) оказывается существенно меньше, чем характерное

время существования сжатого состояния, оцениваемое по продолжительности рентгеновского излучения. В этих условиях система должна быстро прийти к равновесию, и ее эволюция представляет собой медленное изменение равновесного состояния.

В настоящее время происходит пересмотр установившихся представлений о природе пинч-эффекта и той роли, которую пинчи играют в термоядерной проблеме³⁴. Зачастую на стадии максимального сжатия и нагрева изменение состояния плазменного фокуса происходит вполне регулярным образом, магнитогидродинамические неустойчивости отсутствуют^{35,36}. Похоже, что свойства плазмы в состоянии максимального сжатия слабо связаны с предысторией создания канала тока — со сложными процессами формирования токовой оболочки^{37,38}, с особенностями ее движения к оси разряда³⁹⁻⁴³. Разумеется, необходимо, чтобы кумуляция произошла.

Таким образом, назрела необходимость вернуться к исходному подходу к теории пинчей — со стороны исследования физической природы равновесия плазмы в канале сильного тока — но на современном уровне, с учетом изменившихся представлений о равновесных конфигурациях⁴⁴. На этом пути впервые за все время исследований сильноточных разрядов у теоретиков появилась возможность не только дать последовательное и естественное объяснение всей совокупности явлений, сопровождающих пинч-эффект, но и предсказать возможность достижения состояния горячей конденсированной плазмы — плазмы, сжатой силами коллективного взаимодействия до квантового вырождения электронов⁴⁵. Теория впервые «обогнала» эксперимент — до сих пор вырождение электронов при сжатии токового канала непосредственно не наблюдалось. Фактическая реализация сжатия пинча до состояния конденсированной материи представляет собой интереснейшую задачу экспериментальной физики плазмы.

Электромагнитное самосжатие потоков заряженных частиц открывает новые возможности для достижения экстремальных состояний сверхплотной материи^{34,44}. Целенаправленное осуществление электромагнитного коллапса позволит на несколько порядков увеличить предельно достижимые концентрации энергии. Практическая значимость этого направления не исчерпывается проблемой управляемых термоядерных реакций. Исследования электромагнитного коллапса затрагивают широкий спектр проблем. Здесь и передача энергии на далекие расстояния мощными пучками релятивистских электронов, и коллективное ускорение зарядов⁴⁶⁻⁵¹, и создание новых мощных источников электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне²², включая лазеры на свободных электронах⁵⁴, рентгеновские лазеры⁵² и даже гамма-лазеры⁵³. Продвижение в область все более высоких плотностей энергии откроет новые перспективы физических исследований и технических приложений, которые едва ли возможно сегодня предусмотреть в полной мере. Помимо практического использования, получение в лабораторных условиях предельно высоких давлений, сверхсильных полей и огромных концентраций энергии представляет существенный общенаучный интерес.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА РАВНОВЕСИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО Z-ПИНЧА

2.1. Подсистемы ионов и электронов

Самосжатие плазмы электромагнитными силами возможно только при наличии тока. Направление тока является выделенным направлением, и в простейшей геометрии пинчевую систему можно считать цилиндрически-симметричной, однородной вдоль тока и по азимуту. При наличии тока скорость дрейфа v_0 (скорость относительного движения подсистем электронов и ионов) отлична от нуля. В зависимости от ее величины пинчевой систе-

мой может быть как направленный поток частиц (в случае $v_0 \gg \Delta v$, Δv — дисперсия скоростей зарядов), так и просто плазма с током — при $v_0 \ll \Delta v$.

Чтобы избежать модельных предположений и вместе с тем как можно полное исследовать свойства пинчевых систем, мы заострим внимание на тех случаях, когда плазму можно рассматривать как совокупность двух подсистем (электронов и ионов), слабо взаимодействующих друг с другом столкновительно. Взаимодействие же подсистем через создаваемое самими зарядами электромагнитное поле (поле коллективного взаимодействия) не предполагается слабым. Такая ситуация реализуется в случаях, когда скорость дрейфа или очень велика, или очень мала по сравнению с разбросом зарядов по скоростям. Действительно, при $v_0 \gg \Delta v$ релаксация к равновесию порознь в электронной подсистеме и в ионной подсистеме происходит значительно быстрее, чем могло бы установиться равновесие всей плазмы в целом за счет электрон-ионных столкновений. Причиной является быстрое уменьшение кулоновских сечений с ростом относительной скорости сталкивающихся зарядов. В обратном пределе малой скорости дрейфа, $v_0 \ll \Delta v$, наличие тока вызывает слабое отклонение всей плазмы в целом от состояния равновесия. В этом случае и электроны, и ионы снова можно рассматривать как почти равновесные подсистемы. Из-за значительной разницы в массах частота электрон-ионных столкновений много меньше частот столкновений электронов с электронами и ионов с ионами (⁵⁵, с. 216).

В рассматриваемых условиях каждая подсистема находится в тепловом равновесии в поле сил коллективного взаимодействия. Электромагнитное поле коллективного взаимодействия при формировании равновесной структуры плазмы выступает в роли внешнего поля как по отношению к электронам, так и по отношению к ионам. Плазма же в целом не находится при этом в состоянии теплового равновесия, поскольку подсистемы электронов и ионов движутся друг относительно друга со скоростью v_0 . Частный случай полного равновесия $v_0 = 0$ не представляет интереса для исследования электромагнитного коллапса.

Описание пинчевой системы как совокупности двух термодинамически равновесных подсистем адекватно стадии максимального сжатия плазмы, коль скоро из экспериментов следует, что времена релаксации малы по сравнению с продолжительностью рентгеновской вспышки ³², а неустойчивости не успевают повлиять на структуру токового канала в местах его наибольшего сжатия ^{35,36}.

Наличие теплового равновесия в каждой из подсистем снимает произвол в выборе функции распределения. В сопутствующих системах координат K'_α функции распределения зарядов f'_α зависят только от полной энергии (⁵⁶, § 4): $f'_\alpha = F(E'_\alpha/T_\alpha)$, а вид функции F определяется статистикой зарядов:

$$F(x) = F_\pm(x) = [\exp(A_\alpha + x) \pm 1]^{-1}. \quad (1)$$

Знак плюс берется для фермионов, минус — для бозонов. E'_α и T_α — полная энергия и температура зарядов сорта α в системе K'_α . Индекс α здесь и везде ниже принимает значения i , e соответственно для ионов и электронов. Скаляр A_α связан с химическим потенциалом подсистем: $A_\alpha = -\mu_\alpha/T_\alpha$; его можно выразить через температуру и число частиц условием нормировки (⁵⁶, § 55). Классической статистике Больцмана соответствует предельный случай $A_\alpha \gg 1$, при этом $F_\pm(x) \rightarrow \bar{A}_\alpha e^{-x}$, $\bar{A}_\alpha = e^{-A_\alpha}$.

Для вычисления плотностей заряда и тока нам необходимо знать функции распределения электронов и ионов не в разных, а в одной и той же (лабораторной) системе координат K . Пользуясь релятивистской инвариантностью функции распределения ⁵⁷, мы можем найти f_α в системе K , просто выражая энергию E'_α через энергию E_α и обобщенный импульс P_α с помощью формул преобразования Лоренца $E'_\alpha = \gamma_\alpha (E_\alpha - P_\alpha v_{0\alpha})$, где $\gamma_\alpha = [1 - (v_{0\alpha}^2/c^2)]^{-1/2}$ — релятивистский фактор, $v_{0\alpha}$ — скорость движения системы K'_α относитель-

но K . Полная энергия заряда сорта α в электромагнитном поле Φ , A имеет вид ⁵⁸ $E_\alpha = e_\alpha \Phi + \epsilon_\alpha [P - (e_\alpha/c) A]$, где $\epsilon_\alpha(p) = (m_\alpha^2 c^4 + c^2 p^2)^{1/2}$, c — скорость света.

Коль скоро электроны и ионы плазмы являются термодинамически равновесными подсистемами, их состояние определяется полностью числами частиц N_α (на единицу длины пинча), температурами T_α и скоростями $v_{0\alpha} = \beta_\alpha c$ движения подсистем. Состояние пинчевой системы описывается шестью параметрами

$$N_\alpha, T_\alpha, \beta_\alpha, \quad \alpha = i, e, \quad (2)$$

причем одну из двух величин β_α можно обратить в нуль выбором системы отсчета. В той мере, в какой подсистемы электронов и ионов близки к состояниям полного теплового равновесия, температуры T_α и скорости $v_{0\alpha}$ не зависят от пространственных координат.

Можно встретить возражение ⁵⁹, что пространственная однородность температур и скоростей — это, дескать, дополнительные условия по отношению к полной системе уравнений, описывающих пинчевую систему, и потому этим ограничивается множество возможных равновесных конфигураций. В действительности пространственные однородности температур и скоростей не являются дополнительными условиями по отношению к уравнениям, описывающим пинчевую систему. Мы здесь рассматриваем систему в таких условиях, когда постоянство параметров по сечению вытекает из самих уравнений. Однородность скоростей следует из уравнений Навье — Стокса, а температур — из уравнений переноса тепла. Поэтому никакого ограничения на множество возможных равновесных конфигураций не возникает. В принципе, можно было бы написать и решать полную систему уравнений, включая уравнения Навье — Стокса и переноса тепла для обеих подсистем. Ясно, однако, что в меру малости времен релаксации внутри подсистем решения этих уравнений будут близки к равновесным. Термодинамический предел тем и хорош, что можно практически без вычислений получить необходимую информацию о свойствах системы.

Необходимо, однако, предостеречь от чересчур широкого использования условий пространственной однородности параметров T_α и $v_{0\alpha}$, хотя бы и под видом выбора модели ⁶⁰. И если на стадии максимального сжатия пинча это оправдывается, то в начальной фазе формирования и движения токовой оболочки для такого предположения не видно никаких оснований.

В условиях, когда плазма представляет собой совокупность подсистем, порознь находящихся в состояниях теплового равновесия, задача о структуре канала тока распадается на две. Первая задача — это исследовать все возможные равновесные распределения поля и плотностей зарядов при фиксированных, но не известных заранее параметрах (2). В общем случае заряженной плазмы эта задача сводится к исследованию системы связанных уравнений электро- и магнитостатики. В простейшей геометрии решения этой системы описывают все возможные механически равновесные конфигурации цилиндрически-симметричной плазмы пинчевой системы при фиксированных значениях тока $I = \sum_\alpha e_\alpha N_\alpha v_{0\alpha}$, заряда единицы длины шнура $Q = \sum_\alpha e_\alpha N_\alpha$ и температур T_e и T_i .

Вторая часть задачи — это определение значений параметров (2) для конкретной системы, включающей саму плазму разрядного канала, окружающую этот канал среду, а также внешнюю цепь, от параметров которой зависит величина тока. Как мгновенные значения параметров (2), так и их временная эволюция в каждом случае определяются индивидуальными особенностями установок, используемых для создания и изучения разряда. Первая же часть задачи — исследование физической природы равновесия плазмы в канале сильного тока — носит универсальный характер. Медленные (по сравнению с временами релаксации подсистем) изменения состояния токового кана-

ла должны представлять собой плавные переходы по механически равновесным состояниям плазмы пинчевой системы. Поэтому изучение равновесных структур самосжимающихся потоков заряженных частиц является универсальным подходом к исследованию динамики и релятивистских пучков и просто плазмы с сильным током на стадии сильного сжатия разрядного канала.

2.2. Уравнения равновесия, их общие свойства и условия удержания

В стационарных условиях потенциалы поля φ и \mathbf{A} удовлетворяют уравнениям электро- и магнитостатики

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x_k^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_k^2} = -4\pi\rho. \quad (3)$$

Плотности тока \mathbf{j} и заряда ρ выражаются стандартным образом с помощью найденных выше функций распределения зарядов в лабораторной системе координат. Для исследования равновесных структур удобно перейти от φ и \mathbf{A} к функциям U_α , $U_\alpha = e_\alpha (\varphi - \beta_\alpha \mathbf{A})$, $\beta_\alpha = v_{0\alpha}/c$. В случае цилиндрически-симметричной плазмы U_α представляют собой потенциалы сил, действующих на заряды подсистемы α . Уравнения, описывающие равновесные распределения потенциалов $U_\alpha(r)$ и плотностей $n_\alpha(r)$, имеют вид

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dU_\alpha}{dr} = -4\pi e_\alpha \sum_\beta e_\beta (1 - \beta_\alpha \beta_\beta) n_\beta, \quad (4)$$

$$n_\alpha = \frac{g_\alpha}{(2\pi\hbar)^3} \int F \left(\frac{\gamma_\alpha}{T_\alpha} [\varepsilon_\alpha(p) - pv_{0\alpha} + U_\alpha] \right) d^3p, \quad (5)$$

g_α — g -фактор, для электронов $g_e = 2$. Функция F определяется формулой (1), а скаляр A_α из (1) связан с числом частиц N_α на единицу длины канала условием нормировки

$$N_\alpha = 2\pi \int_0^\infty n_\alpha(r) r dr. \quad (6)$$

Подробный вывод этих уравнений приведен в ^{44,61}. Условие конечности поля и плотностей зарядов на оси дает $dU_\alpha(0)/dr = 0$.

В качестве первого шага исследования системы полагают, что внешние поля малы по сравнению с полями, производимыми зарядом и током самого пинча.

В условиях нерелятивистской скорости дрейфа равновесие пинча изучают с помощью уравнений одной только магнитостатики ^{10,62}. Малость дебаевского радиуса r_D по сравнению с радиусом шнура r_0 позволяет в этом случае правильно определить структуру плазмы и поле в той области, где $r_D \ll r_0$, т. е. всюду, кроме периферии пинча. Уравнения же (4), (5) позволяют правильно рассчитать поле во всей области пространства, в том числе и на периферии пинча. На первый взгляд это может показаться мало существенной деталью при $v_0 \ll c$, однако на самом деле от поля на периферии разряда зависит, втягиваются ли заряды внутрь разряда, или же они выталкиваются наружу. Правильно описывая поле на периферии токового канала, уравнения позволяют найти условия удержания плазмы.

Интегрируя уравнения (4), с учетом конечности полного тока и заряда системы получаем $rU'_\alpha = 2E_\alpha$, $r \rightarrow \infty$,

$$E_\alpha = -e_\alpha \sum_\beta e_\beta N_\beta (1 - \beta_\alpha \beta_\beta), \quad (7)$$

откуда следует, что на далеких от оси расстояниях потенциалы U_α логарифмически растут: $U_\alpha = 2E_\alpha \ln r$, $r \rightarrow \infty$. (Для реального канала тока длины l и радиуса r_0 , $l \gg r_0$, логарифмический рост потенциалов имеет место в про-

межучточной области $l \gg r \gg r_0$.) По смыслу потенциалов U_α множители E_α (7) представляют собой энергию взаимодействия заряда сорта α с полем, создаваемым всеми остальными зарядами. Если $E_\alpha > 0$, то взаимодействие носит характер притяжения, а в случае $E_\alpha < 0$ — отталкивания.

Очевидно, что четыре параметра N_α , β_α могут быть так подобраны, чтобы одновременно удовлетворить двум неравенствам: $E_1 > 0$, $E_e > 0$. В этом случае и для ионов, и для электронов коллективное взаимодействие имеет характер притяжения. В частности, если в лабораторной системе ионы в целом покоятся ($\beta_1 = 0$, $\beta_e = \beta$), то эти неравенства можно представить как ограничения на число ионов

$$N_e > ZN_1 > N_e (1 - \beta^2), \quad (8)$$

Z — заряд иона. Отсюда видно, что при наличии тока $\beta^2 > 0$, и для N_1 имеется область значений, когда и ионы, и электроны на периферии испытывают притяжение к центральной части разряда.

При движении в логарифмически растущем потенциале на далекие расстояния проникают заряды, обладающие большой полной энергией. Но зарядов с большой полной энергией мало, и, независимо от степени сжатия на оси разряда, заряды на далеких расстояниях распределены по Больцману. Для плотностей зарядов из уравнений (4), (5) следует степенное убывание по радиусу: $n_\alpha \sim r^{-2K_\alpha}$, $r \rightarrow \infty$, $K_\alpha = E_\alpha / T_{\alpha\perp}$, где $T_{\alpha\perp} = T_\alpha / \gamma_\alpha$ — эффективная температура в поперечном направлении в лабораторной системе координат. (Напомним, что температуры T_α определены в сопутствующих системах отсчета K'_α .) Из условий конечности полного тока и заряда следует сходимость интегралов (6), для чего плотности зарядов должны убывать быстрее, чем r^{-2} . Отсюда следуют условия удержания для электронов и ионов⁴⁵

$$E_\alpha > T_{\alpha\perp}, \quad \alpha = i, e. \quad (9)$$

При $\beta_1 = 0$, $\beta_e = \beta$ имеем $E_1 = Ze^2 (N_e - ZN_1)$, $E_e = e^2 [ZN_1 - (1 - \beta^2) N_e]$. Энергия коллективного притяжения должна превышать энергию теплового разлета зарядов по радиусу. Эти физически прозрачные условия удержания зарядов обеих подсистем справедливы при любых β , в том числе и в пределе $\beta \ll 1$, когда равновесие пинча можно рассматривать с помощью уравнений классической магнитной гидродинамики^{10, 62}. Однако без полного учета электростатического поля разделения зарядов получить условия удержания (9) не удается.

2.3. Приближение статистики Больцмана

Приближение классической статистики идеальных газов используется для описания плазмы, не дошедшей до предельно сжатого состояния. В пределе статистики Больцмана уравнения (4), (5) принимают вид⁴⁵

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dU_\alpha}{dr} = -2e_\alpha \sum_\beta \frac{e_\beta N_\beta}{v_\beta} (1 - \beta_\alpha \beta_\beta) e^{-U_\beta / T_{\beta\perp}}, \quad v_\beta = \int_0^\infty e^{-U_\beta / T_{\beta\perp}} r dr. \quad (10)$$

С учетом калибровочной инвариантности граничные условия можно написать в виде

$$U_\alpha(0) = \left. \frac{dU_\alpha}{d \ln r} \right|_{r=0} = 0.$$

Параметры (2) входят в уравнения (10) явным образом.

Важнейшим свойством уравнений (10) является масштабная инвариантность. Из них можно найти только относительное распределение поля (и плотностей зарядов) по радиусу, само же значение радиуса разряда уравнениями (10) не определяется. Решения уравнений (10) имеют вид: $U_\alpha = U_\alpha(r/r_0)$, где r_0 — радиус разряда — произвольный масштабный параметр. Физиче-

ская причина масштабной инвариантности состоит в том, что при фиксированных значениях параметров (2) и давление газов $p_\alpha = n_\alpha T_{\alpha\perp}$, и давление поля $p_\pi = (H_\phi^2 + E_r^2)/8\pi$ обратно пропорциональны квадрату радиуса пинча.

Подробное исследование ⁴⁴ уравнений (10) показывает, что равновесие может иметь место только в том случае, если параметры (2) удовлетворяют соотношению ^{44, 63, 64}

$$\frac{1}{2} \left(\sum_{\alpha} e_{\alpha} N_{\alpha} \beta_{\alpha} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\sum_{\alpha} e_{\alpha} N_{\alpha} \right)^2 + \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha\perp}. \quad (11)$$

Физический смысл этого соотношения ясен. Стоящая слева энергия магнитного сжатия единицы длины токового канала $\frac{1}{2} \frac{I^2}{c^2} = \frac{1}{2} \left(\sum_{\alpha} e_{\alpha} N_{\alpha} \beta_{\alpha} \right)^2$ в равновесии должна быть точно сбалансирована энергией объемного заряда

$$\frac{1}{2} Q^2 = \frac{1}{2} \left(\sum_{\alpha} e_{\alpha} N_{\alpha} \right)^2$$

и суммарной энергией теплового разлета.

Баланс (11) обобщает известное условие равновесия Беннета ⁶ на случай произвольной релятивистской скорости дрейфа. Релятивистские потоки являются электрически не нейтральными, причем при $\beta \sim 1$ энергия объемного заряда может составить значительную долю энергии магнитного сжатия. Из условий удержания ионов $E_1 > T_{1\perp}$ и условия притяжения для электронов $E_e > 0$ вытекают неравенства, ограничивающие снизу и сверху величину объемного заряда Q единицы длины шнура:

$$\frac{T_1}{Ze} < Q < \frac{\beta I}{c}. \quad (12)$$

Соотношение баланса (11) можно переписать в виде

$$\frac{I^2}{2c^2} - \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha\perp} = \frac{Q^2}{2}.$$

С помощью правого неравенства (12) можно видеть, что в пределе нерелятивистской скорости дрейфа $\beta \ll 1$ энергия объемного заряда становится пренебрежимо малой, и (11) переходит в соотношение Беннета

$$\frac{I^2}{c^2} = 2 \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha}, \quad \beta \ll 1. \quad (13)$$

Будем считать, что в лабораторной системе K ионы в целом неподвижны, $\beta_1 = 0$, $\beta_e = \beta$. Из пяти параметров N_e , N_1 , $T_{e\perp}$, T_1 , β , характеризующих состояние пинчевой системы в равновесии, независимыми в приближении статистики Больцмана являются только четыре, скажем, N_{α} , $T_{\alpha\perp}$. Пятый параметр β , а с ним и величина тока $I = eN_e\beta c$ однозначно определяются через N_{α} , $T_{\alpha\perp}$ соотношением баланса (11):

$$I = I_K(N_{\alpha}, T_{\alpha\perp}) = c (Q^2 + 2 \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha\perp})^{1/2} = c [(\sum_{\alpha} e_{\alpha} N_{\alpha})^2 + \sum_{\alpha} N_{\alpha} T_{\alpha\perp}]^{1/2}. \quad (14)$$

В приближении статистики Больцмана множество равновесных конфигураций, удовлетворяющих уравнениям (10), является четырехпараметрическим. Пять параметров должны удовлетворять одному точному равенству (11) — соотношению баланса — и двум неравенствам (9) — условиям удержания. Уравнения (10) в общем случае можно проинтегрировать только численно. Этот вопрос рассмотрен в работах ^{63, 65-67}.

Уравнения (10) инвариантны относительно взаимной замены электронов и ионов. Как следствие этой симметрии существуют распределения зарядов и поля, такие что радиальная зависимость величин для обоих сортов частиц одна и та же. Если параметры (2) удовлетворяют равенствам $E_1/T_1 = 2$, $E_e/T_{e1} = 2$ (соотношение баланса (11) при этом удовлетворяется тождественно), то система (10) вырождается в одно уравнение и интегрируется аналитически. Вырожденное решение было найдено Беннетом ⁶:

$$U_\alpha^B = E_\alpha \ln \left[1 + \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right],$$

здесь r_0 — произвольный масштабный параметр, имеющий смысл радиуса шнура. Беннетовское решение является трехпараметрическим, поскольку пять исходных параметров должны удовлетворять двум равенствам.

Для того чтобы решать уравнения аналитически, в некоторых работах делается «модельное» предположение, что распределения плотностей электронов и ионов по радиусу отличаются лишь постоянным множителем ⁶⁸: $n_1 = f n_e$, $f = \text{const}$, так что роль ионов сводится лишь к частичной нейтрализации заряда. Ясно, что такое предположение сужает область параметров и позволяет найти лишь вырожденные решения.

Переосмыслим свойства равновесных конфигураций в приближении статистики Больцмана на примере зависимости радиуса пинча от величины тока. Получается, что при фиксированных значениях чисел частиц и температур равновесие возможно только при единственном значении тока (14), а радиус шнура может быть при этом каким угодно. В действительности, разумеется, радиус разрядного канала не может быть абсолютно произвольным. Чтобы понять, как все же зависит радиус разряда от тока, рассмотрим, какие предположения нарушаются в области очень больших и очень малых значений радиуса r_0 .

Реальный разрядный канал имеет конечную длину l . Ясно, что $r_0 \ll l$, иначе приближение бесконечного однородного вдоль тока шнура несправедливо. При увеличении радиуса пинча все большую роль играют конструктивные особенности конкретной установки, поля изображения вблизи металлических стенок, внешние поля, используемые для удержания плазмы. При больших радиусах r_0 сторонние поля уже не являются пренебрежимо малыми по сравнению с полем пинча. Поэтому уравнения (10), в которых учтено только поле коллективного взаимодействия, справедливы лишь в той мере, в какой роль внешних факторов для удержания плазмы не существенна. Пусть d — характерный для данного устройства размер плазменного канала при слабом токе, когда удержание осуществляется без помощи магнитного поля тока. Тогда условие применимости уравнений (10) со стороны больших радиусов имеет вид $r_0 \ll d$. Если r_0 по сравнению с d не мало, то внешние факторы также могут дать существенный вклад в удержание плазмы, благодаря чему равновесие окажется возможным при значениях тока, меньших I_k (14). Однако при $I < I_k$ равновесные конфигурации уже не описываются уравнениями (10), учитывающими только поле коллективного взаимодействия и игнорирующими другие факторы, способствующие удержанию плазмы. Таким образом, при $I < I_k$ мы попадаем в область параметров $r_0 \sim d$, где в формировании равновесной структуры играют роль не только поле коллективного взаимодействия, но также и сторонние факторы.

Пусть теперь при фиксированных значениях N_α и T_α сила тока I превосходит значение I_k (14). В этом случае магнитная энергия сжатия так велика, что энергий объемного заряда и теплового движения частиц недостаточно, чтобы ее уравновесить. Уравнения (10) при $I > I_k$ не имеют решений, однако это есть следствие использования статистики Больцмана для описания электронной подсистемы. Если использовать вместо (10) более общие уравнения (4), (5), то окажется, что равновесие возможно и при $I > I_k$, однако равновесные конфигурации при этом таковы, что плазма получается очень

сильно сжатой — до вырождения электронов. При сжатии электронного газа до вырождения из-за принципа Паули появляется дополнительное обменное отталкивание электронов, увеличивающее их давление. Давление ферми-газа электронов и уравнивает избыточную энергию магнитного сжатия при $I > I_K$. Плазма оказывается сжатой до вырождения электронов, радиус шнура получается порядка атомного a и даже меньше. Равновесные конфигурации при $I > I_K$ образуют полное пятипараметрическое семейство в пространстве параметров N_α , T_α , β . Свойства равновесных конфигураций при сжатии до электронного вырождения описаны в работах ^{44, 45, 63, 67, 69}.

Таким образом, условия применимости уравнений (10) для описания равновесия самосжимающихся потоков заряженных частиц имеют вид

$$a \ll r_0 \ll d;$$

r_0 — радиус шнура, a — радиус, когда существенно вырождение электронов, d — радиус плазменного столба, который в данном устройстве получается в отсутствие сжатия тока магнитным полем. Зависимость радиуса шнура от величины тока схематически представлена на рис. 1. Сплошная вертикальная линия отвечает решениям уравнений (10) в области их применимости $a \ll r_0 \ll d$, а штрихами дается зависимость $r_0(I)$ при $r \sim d$ и при $r \sim a$ (при фиксированных N_α , $T_{\alpha\perp}$). При этом соответственно $I < I_K$ и $I > I_K$.

При токе $I = I_K$ происходит переход от удержания плазмы с помощью внешних факторов к удержанию за счет фермиевского обменного взаимодействия электронов и сжатую до вырождения. Значение тока (14) $I = I_K$ определяет границу электромагнитного коллапса с точки зрения силового равновесия пинчевой системы.

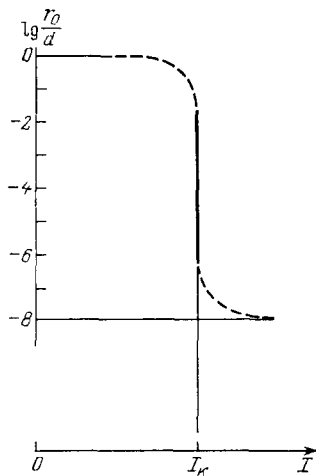


Рис. 1. Зависимость равновесного значения радиуса пинча от величины тока при фиксированных значениях параметров N_α , $T_{\alpha\perp}$

I_K — значение тока (14), при котором осуществляется баланс (11) энергии магнитного сжатия, электростатического отталкивания и теплового разлета частиц в приближении статистики Больцмана. Сплошная вертикальная линия соответствует решениям уравнений (10) в области их применимости, штриховые — схематическая зависимость $r_0(I)$ при $I < I_K$ и $I > I_K$; см. формулы (15) и (16). $d/a = 10^8$

2.4. Равновесие вблизи границы коллапса.

Электрически нейтрализованный разряд

Зависимость радиуса шнура r_0 от параметров пинчевой системы вблизи границы коллапса при $|I - I_K| \ll I_K$ допускает аналитическое исследование ⁴⁴. Для случая $I < I_K$ эту зависимость удобно проследить на примере электронного пучка, заряд которого полностью нейтрализован ионами $ZN_1 = N_e \equiv N$. Этот случай представляет и самостоятельный интерес. Нейтрализация заряда обычно возникает как результат накопления ионов в потенциальной яме отрицательного заряда пучка электронов ⁷⁰.

Если ионы как целое неподвижны, то в электрически нейтральном канале тока подсистема ионов вообще не может находиться в состоянии теплового равновесия под действием одних только сил коллективного взаимодействия. Действительно, в тепловом равновесии температура ионов постоянна по сечению пучка. Если $T_1 \neq 0$, то при $ZN_e = N_1$ не выполняется условие (9) удержания ионов. Это означает, что для стационарного режима протекания тока при $ZN_1 = N_e$ одних только сил коллективного взаимодействия недостаточно. Необходим также вклад процессов взаимодействия зарядов с окружающей средой.

Вообще тепловое равновесие внутри подсистем для конкретных устройств реализуется лишь с той или иной степенью точности. Поэтому рассмотрение пинчующихся систем при отклонении состояния электронов или ионов от термодинамического равновесия представляет интерес. В работе ⁷² рассмотрены квазиравновесные состояния самосжимающегося электрон-ионного пучка в условиях, когда небольшое число зарядов одного из сортов не удерживается и уходит из системы. Диапазон параметров, допускающих такие квазиравновесные состояния, естественно, оказывается шире, чем определяемый соотношением баланса (11). Мы рассмотрим здесь несколько иную ситуацию, когда число частиц сохраняется, а энергию подсистема ионов теряет из-за столкновений с атомами окружающего газа.

При протекании по плазме сильного тока разрядный канал оказывается сильно сжатым магнитными силами, действующими на электроны. Несмотря на нейтральность канала в целом, в плазме возникает сильная электрическая поляризация. Под действием магнитной силы сжатия электроны поджимаются относительно ионов как раз настолько, чтобы возникающее из-за разделения зарядов электрическое поле компенсировало силу сжатия. Если ионы как целое неподвижны, то потенциал U_1 совпадает со скалярным потенциалом поля. При сильном токе возникает столь значительная поляризация, что лишь малая доля общего числа ионов обладает полной энергией, превышающей предельное значение потенциала $U_\infty = U_1(\infty)$ (Предполагается, что $U_1(0) = 0$.) Это означает, что $U_\infty \gg T_1$, и уже небольшого убывания температуры ионов по радиусу, связанного с передачей энергии от ионов к атомам окружающей среды при столкновениях, достаточно для быстрого убывания ионной плотности по радиусу ⁷¹. Функцию $T_1(r)$ можно разложить в ряд по степеням r :

$$T_1 = T_{10} - \frac{1}{2} |T_1''(0)| r^2,$$

и мы приходим к уравнениям вида (10) с той только разницей, что в экспонентах вместо U_1/T_1 теперь стоит $(U_1/T_{10}) + (r^2/d^2)$. Здесь $d = (2T_{10}^2/U_\infty |T_1''(0)|)^{1/2}$ — характерный размер области, на котором плотность ионов убывает из-за остывания при столкновениях с окружающими атомами. В силу неравенства $U_\infty \gg T_{10}$ сама температура на расстояниях порядка d убывает незначительно, чем и оправдывается разложение температуры по степеням радиуса.

При сильном токе в случае $ZN_1 = N_e$ подсистема ионов находится в состоянии локального теплового равновесия (близкого к полному), и это позволяет при исследовании структуры учесть взаимодействие ионов с окружающей средой с помощью лишь одного феноменологического параметра d . Взаимодействие ионов с окружающей средой приводит к убыванию их плотности пропорционально $\exp(-r^2/d^2)$, чем обеспечивается удержание ионов. Баланс энергий в этих условиях осуществляется при токах $I < I_K$, и появляется возможность исследовать свойства пинча при подходе к границе коллапса снизу, при $(I_K/I) - 1 \ll 1$.

Оказывается ^{44,71}, что при $I \rightarrow I_K - 0$ электроны и часть ионов $\tilde{N}_1 < N_1 = N/Z$ локализованы вблизи оси в области $r \sim r_0$, значительно меньшей, чем d : $r_0 \ll d$. Эта центральная область оказывается заряженной отрицательно, причем ее заряд $Q = e_e N_e + e_1 \tilde{N}_1$ как раз такой, чтобы удержать сжатые до радиуса r_0 ионы: $|e_1 Q| = T_1$. Остальные ионы в количестве $\frac{N}{Z} - \tilde{N}_1$ находятся на расстояниях $r \sim d$ от оси и формируют положительно заряженную оболочку. Отклонение тока I от I_K характеризуется безразмерным параметром $\Delta = e^2 (I_K^2 - I^2)/T_{10}^2 c^2$, $e_1 = e$. При $I \rightarrow I_K - 0$ радиус r_0 сжатого ядра резко уменьшается ⁴⁴: $r_0 \sim d \exp(-\pi \Delta^{-1/2})$, или

$$r_0 \sim d \exp \left[-\frac{\pi T_{10}}{e} (I_K^2 - I^2)^{-1/2} \right], \quad I \rightarrow I_K - 0. \quad (15)$$

Эта формула дает зависимость радиуса разряда от тока $r_0(I)$ при подходе к границе электромагнитного коллапса. Радиус области, по которой протекают электроны, очень резко уменьшается (см. рис. 1). Формула (15) применима до тех пор, пока еще нет необходимости учитывать вырождение.

Зависимость радиуса разряда от тока за границей коллапса найдена в ⁴⁴. Пусть a — радиус конденсированной плазмы. Характерное значение a зависит от параметров (2) пинчевой системы. Эта зависимость приводится в ⁴⁴. В области умеренно релятивистских энергий $\beta \sim 1$, $I \sim I_A = 17$ кА имеют место оценки $n \sim (mc/\hbar)^3$, $N \sim mc^2/e^2$, и из соотношения $N \sim na^2$ находим порядок величины a : $a \sim (e^2/\hbar c)^{1/2} \hbar^2/me^2 \sim 10^{-9}$ см, $\beta \sim 1$, $I \sim I_A$. Оказывается, что при подходе к границе коллапса со стороны больших значений тока $I \rightarrow I_K + 0$ радиус разряда r_0 быстро растет ⁴⁴:

$$r_0 \sim a \left(1 - \frac{I_K^2}{I^2}\right)^{-1/2}, \quad \frac{I}{I_K} - 1 \ll 1 \quad (16)$$

Формулы (15) и (16) дают представление о зависимости равновесного радиуса пинча от тока в окрестности границы электромагнитного коллапса. Эта зависимость и представлена на рис. 1. Сплошная вертикальная линия $I = I_K$, $a \ll r_0 \ll d$, отвечает промежуточной области перехода от диффузной плазмы, удерживаемой не без помощи внешних факторов, к предельно сжатой плазме доминирующими магнитными силами. Эта промежуточная область и описывается классическими уравнениями (10), дающими масштабно инвариантные решения при фиксированном значении тока (14).

Таковы вкратце на сегодняшний день наши представления о физической природе равновесия плазмы в линейных пинчевых системах. Анализ равновесия проведен с использованием полного аппарата электро- и магнитостатики, что необходимо для релятивистских потоков зарядов. Для пинчевых систем с нерелятивистской скоростью дрейфа (обычно рассматриваемых методами магнитной гидродинамики в приближении квазинейтральности) проведенный общий анализ также дал некоторые новые результаты. В частности, условия удержания (9) нельзя получить в обычной магнитной гидродинамике. Стало понятно, что условие равновесия Беннета (13) и соответствующие масштабно инвариантные равновесные конфигурации отвечают границе электромагнитного коллапса, т. е. переходу от диффузной плазмы (в формировании структуры которой играют роль приборные факторы) к предельно сжатой плазме, когда избыточное магнитное давление уравновешивается давлением ферми-газа электронов.

Проведенный анализ равновесия представляет собой надежную основу для изучения устойчивости и динамики сильно сжатых пинчевых систем.

3. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЗАРЯДОВ В ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКАХ

3.1. Поле заряженной токонесущей нити

Как известно, электростатическое поле, создаваемое в равновесной плазме пробными телами, быстро убывает с расстоянием и становится очень малым на расстояниях, больших по сравнению с радиусом Дебая — Хюккеля ⁷³. С другой стороны, магнитное поле свободно проникает в плазму, находящуюся в состоянии теплового равновесия. Ситуация меняется, если плазма выведена из состояния теплового равновесия, например, если по ней течет ток. При наличии тока электроны в целом движутся относительно ионов, и даже при наличии равновесия в каждой из подсистем плазма в целом не является равновесной системой.

Введение в плазму пробного заряда или тока нарушает баланс сил. В отсутствие теплового равновесия электростатические и магнитостатические

возмущения взаимосвязаны, они описываются общей системой уравнений. За счет относительно свободного проникновения в плазму магнитного поля возмущения, вносимые пробными телами, наряду с короткодействующей частью, описывающей дебаевскую экранировку, приобретают также и далекодействующую составляющую.

Пусть на оси плазменного потока расположена тонкая нить. Если заряд и ток нити малы, то для нахождения поля в плазме можно использовать линеаризованные уравнения (4), (5). Данное возмущение не нарушает симметрию исходного равновесного состояния. В ⁶¹ найдено аналитическое решение этой задачи для беннетовского профиля плотностей $n_a^B(r) = (N_a/\pi r_0^2) \times [1 + (r_z/r_0^2)]^{-2}$ и проанализирована структура поля нити в различных физических интересных случаях. В общем случае поле имеет вид линейной комбинации четырех линейно независимых функций, коэффициенты перед которыми выбираются в соответствии с граничными условиями. Имеется четыре граничных условия — электрическое и магнитное поля вблизи нити (при $r \rightarrow 0$) соответствуют заряду и току нити, а вне плазмы (при $r \rightarrow \infty$) они отвечают полному заряду и току всей системы.

Беннетовские равновесные конфигурации представляют собой трехпараметрическое семейство. В ⁶¹ в качестве исходных параметров взяты β , $G_e = e_e^2 N_e \gamma / T_e$, $G_1 = e_1^2 N_1 / T_1$. Интересен случай высокой плотности плазмы $G_e, G_1 \gg 1$, когда дебаевский радиус r_D мал по сравнению с радиусом шнура r_0 : $r_0/r_D \sim (G_e + G_1)^{1/2} \gg 1$. Величина β (отношение скорости дрейфа к скорости света) является удобной мерой отклонения состояния плазмы от термодинамически равновесного из-за наличия тока. При $G_e, G_1 \gg 1$ поле вблизи нити складывается из двух частей. Одна часть — экспоненциально убывающая составляющая — происходит от дебаевской экранировки, а вторая — представляет собой осциллирующую функцию, которая медленно убывает с расстоянием. При $\beta \sim 1$ и масштаб экранирования, и период осцилляций порядка дебаевского радиуса в области расположения нити. Амплитуды при убывающей и осциллирующей функциях при $\beta \sim 1$ одного порядка. При уменьшении β показатель убывающей компоненты так и остается порядком дебаевского радиуса, а период осцилляций далекодействующей части растет пропорционально r_D/β . При этом амплитуда осцилляций убывает. В пределе $\beta \rightarrow 0$ убывающая компонента остается и описывает дебаевскую экранировку электростатических возмущений, а осциллирующая компонента переходит в логарифм, отвечающий свободному проникновению магнитного поля от тока нити в равновесную плазму.

Анализ возмущений, вносимых в плазменный поток пробной нитью, позволяет понять природу расслоения сильноточных разрядов на совокупность тонких каналов тока. Такое явление наблюдается как в мощных пучках релятивистских электронов ⁷⁴, так и в установках типа плазменного фокуса ^{52, 75-78}. Теоретически расслоение разряда на отдельные каналы исследуется в различных аспектах ⁷⁹⁻⁸¹.

Представим себе, что под действием избыточной магнитной силы сжатия и благодаря быстрому радиационному охлаждению небольшая часть плазменного потока стягивается в тонкую нить на оси. Поле, создаваемое этой нитью, будет определять корреляционные свойства зарядов плазмы по отношению к данной нити. Поле нити является осциллирующей функцией радиуса. Двигаясь в этом поле и отдавая энергию в процессе излучения, заряды могут захватываться нитью на финитные траектории движения по радиусу. Такой процесс может привести к расслоению плазмы на концентрические трубчатые сгустки, пространственно расположенные в минимумах потенциала поля нити. Трубчатые структуры, в свою очередь, могут распасться на отдельные нити таким образом, чтобы взаимная энергия их корреляционного взаимодействия была минимальна. Мы вернемся к вопросу о расслоении канала тока на отдельные волокна при рассмотрении проблемы устойчивости пинча.

3.2. Взаимодействие зарядов в плазменных потоках

Отклонения от экранировки Дебая — Хюккеля происходят не только при наличии тока в плазме. Даже если пробный заряд движется, то создаваемое им поле убывает с расстоянием в плазме не экспоненциально, а степенным образом⁸²⁻⁸⁷. Дебаевской экранировки нет в турбулентной плазме⁸⁸ и даже в равновесной плазме, помещенной в квантующее магнитное поле⁸⁹.

Поле пробных тел конечной протяженности и индивидуальных зарядов в плазме с током в пределе малой скорости дрейфа v_0 по сравнению с тепловыми скоростями $v_{T\alpha}$, $v_0 \ll v_{T\alpha}$, найдено Игнатовым и Рухадзе⁸⁹, а в обратном пределе $v_0 \gg v_{T\alpha}$ (в пучковой ситуации) — в работе⁹⁰.

Поле тел конечной длины в потоке плазмы зависит не только от r , но и от z , и не отвечает симметрии исходного состояния системы. Здесь приходится решать полную задачу об обтекании пробного тела потоками заряженных частиц. В случае нерелятивистских скоростей $v_0 \ll c$ электромагнитное поле успевает подстраиваться к медленным изменениям заряда и тока. Поэтому токами смещения в уравнениях Максвелла можно пренебречь и решать уравнения электро- и магнитостатики (3), дополненные уравнениями двухжидкостной гидродинамики для идеальных жидкостей электронов и ионов.

Пробное тело с распределением заряда $\rho(r)$, движущееся со скоростью v_1 относительно подсистемы электронов, искажает исходное распределение плотностей зарядов. В системе отсчета, связанной с пробным телом, имеет место стационарное обтекание этого тела двумя потоками заряженных частиц — электронным потоком со скоростью $v_{e0} = -v_1$ и ионным потоком со скоростью $v_{i0} = -v_1 - v_0$. Если размер тела a_0 мал по сравнению с радиусом r_0 плазменного потока, $a_0 \ll r_0$, то возмущения носят локальный характер: $a_0 \ll k^{-1} \ll r_0$, где k — волновой вектор поля, производимого в плазме пробным телом. Условие локальности $kr_0 \gg 1$ позволяет представить компоненту Фурье возмущения скалярного потенциала поля в виде $\phi(k) = 4\pi\rho(k)/k^2\epsilon(k)$, где $\epsilon(k)$ — статическая диэлектрическая проницаемость; ее выражение приведено в⁹⁰. Поле вне пробного тела определяется нулями $\epsilon(k)$. При малой скорости дрейфа $v_0 \ll s_\alpha$ (s_α — скорость звука) соответствующее дисперсионное уравнение имеет вид⁹⁰ $k^4 + (k^2/r_D^2) - (\beta^2/r_c^2) = 0$, где r_α — дебаевский радиус для частиц сорта α — определяется как отношение скорости звука к частоте плазменных колебаний; $r_D^2 = \sum_{\alpha} r_{\alpha}^{-2}$. Это

уравнение при $\beta = v_0/c \ll 1$ имеет два чисто мнимых корня $k_{1,2}^2 = -r_D^2$ и два действительных корня $k_{3,4}^2 = \beta^2/(r_i^2 + r_e^2)$. Мнимые корни дают экспоненциальные решения, из них убывающее описывает дебаевскую экранировку. Действительные корни дают возмущения, медленно убывающие и осциллирующие в пространстве с периодом $(r_i^2 + r_e^2)^{1/2}c/v_0$. Ситуация здесь точно такая же, что и в случае пробной нити. Происхождение осциллирующих возмущений связано с относительно свободным проникновением в плазму магнитного поля при $\beta \ll 1$.

При большой скорости дрейфа по сравнению со скоростью звука, $v_0 \gg s_\alpha$, для фурье-компоненты скалярного потенциала поля, создаваемого отдельным электроном, получается выражение⁹⁰

$$\phi(k) = 4\pi e_e \left\{ k^2 + \left[r_e^2 \left(1 - \frac{(kv_1)^2}{k^2 s_e^2} \right) \right]^{-1} \right\}^{-1}, \quad v_1 \sim s_e \ll v_0, \quad (17)$$

которое отличается от обычной дебаевской экранировки $\phi(k) = 4\pi e_e (k^2 + r_e^{-2})^{-1}$.

3.3. Возможность сверхпроводимости

Проведенный выше анализ физической природы равновесия потоков заряженных частиц показывает, что если ток в плазме превышает значение (14), то избыточная сила магнитного сжатия может быть уравновешена только давлением ферми-газа электронов при сжатии до состояния конденсированной материи. Если система теряет из-за излучения больше энергии, чем получает, то это ограничивает рост температуры и способствует коллапсу.

В сжатом же состоянии из-за радиационного охлаждения температура электронов будет падать.

Для вырожденного электронного газа скорость звука в (17) можно выразить через фермиевскую скорость: $s_e^2 = v_F^2/3$. Энергия парного взаимодействия электронов на поверхности Ферми ($v_1 = v_F$) на далеких расстояниях оказывается равной $U = e_e \varphi(0) = 4\pi e^2 r_e^2 (1 - 3\cos^2\chi)$, где χ — угол между вектором \mathbf{k} и направлением скорости \mathbf{v}_1 . Взаимодействие анизотропно: это отталкивание вдоль направления движения зарядов и притяжение — в поперечном направлении. Наличие сколь угодно слабого притяжения фермионов на далеких расстояниях влечет за собой при понижении температуры перестройку спектра элементарных возбужде-

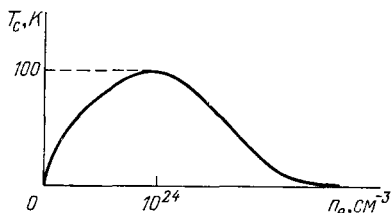


Рис. 2. Схематически представлена зависимость температуры перехода T_c от плотности электронов (или энергии Ферми).

Если под действием избыточной магнитной силы, благодаря радиационному коллапсу, плазма в пинче сожмется до вырождения электронов, то при последующем остывании электронов в процессе излучения возможен переход в сверхпроводящее состояние. Максимум $T_c \sim 10^2$ К отвечает плотности $10^{24} - 10^{25}$ см $^{-3}$.

ний⁹¹, и система переходит в сверхпроводящее состояние. Рассмотренное взаимодействие электронов носит характер обмена плазмонами. Плазмонный механизм сверхпроводимости изучался ранее Пашицким⁹² применительно к вырожденным полупроводникам.

Проведенный в⁹⁰ анализ вершинной функции электронов (методом, применяемым для исследования спаривания с ненулевыми моментами⁹³) показал, что при понижении температуры электронов плазма, сжатая до вырождения магнитными силами, действительно становится неустойчивой относительно куперовского спаривания. В наиболее благоприятном диапазоне плотностей $n_e \sim 10^{24} - 10^{25}$ см $^{-3}$ (когда значение кулоновского параметра $e^2/\hbar v_F \sim 1$) температура перехода ожидается порядка 10^2 К. При малых плотностях $T_c \sim 10^{-3} E_F$, $E_F = m_e v_F^2/2$ — энергия Ферми, а при больших плотностях T_c экспоненциально убывает с ростом плотности, $T_c \sim E_F \exp(-9\hbar v_F/e^2)$, $e^2/\hbar v_F \ll 1$, в соответствии с ранним результатом Абрикосова⁹⁴. Схематически график зависимости T_c от n_e ($E_F = (3\pi^2)^{2/3} (\hbar^2/2m_e) n_e^{2/3}$) представлен на рис. 2.

На сегодняшний день плотности порядка 10^{23} см $^{-3}$ в пинчевых системах достигнуты^{30,95-97}. Есть сообщения о плотностях 10^{24} см $^{-3}$ ⁹⁸ и даже 10^{25} см $^{-3}$ ¹⁰². Это значительно больше, чем в твердом теле, однако происходит ли при этом радиационное остывание электронов и если да, то до какой температуры, пока не ясно. С другой стороны, не исключена возможность, что еще до сверхпроводящего перехода при остывании система может перейти в какую-нибудь другую фазу, исключающую сверхпроводимость, скажем, в фазу с волной зарядовой плотности. Фактически оценки⁹⁰ дают нижнюю границу для области стабильности нормальной фазы, а не температуру настоящего сверхпроводящего перехода. Подход⁹⁰ следует скорее рассматривать как формулировку этой сложной проблемы, а не ее решение. Однако вопрос о возможности сверхпроводимости в пинчевой системе чрезвычайно интересен, и необходимы дальнейшие его исследования — и экспериментальные, и теоретические.

4. ПРОБЛЕМА УСТОЙЧИВОСТИ ПИНЧЕВЫХ СИСТЕМ

4.1. Д в у х ж и д к о с т н а я г и д р о д и н а м и к а з а р я ж е н н о й п л а з м ы

Пинч-эффект представляет для лабораторного наблюдателя быстро протекающий процесс. Длительность вспышки излучения сильнотоочных разрядов, таких, как вакуумная искра^{24,31,99,100}, плазменный фокус¹⁰¹⁻¹⁰⁴, взрывающиеся проволоочки^{29,30}, находится в диапазоне от микросекунд (для микроволнового излучения) до долей наносекунды (для жестких рентгеновских квантов). Быстрая в житейском смысле эволюция пинчевой системы является медленным процессом в масштабе времени формирования самой системы — времен релаксации в подсистемах и времен пролета зарядами расстояний порядка радиуса системы. Это обстоятельство позволило провести детальный анализ равновесия плазмы с сильным током в поле сил коллективного взаимодействия. Фактическая реализация тех или иных равновесных конфигураций существенно зависит от их устойчивости. В условиях быстрой кулоновской релаксации внутри подсистем электронов и ионов естественно использовать гидродинамическое описание изменения состояния пинчевой системы. Поскольку электрон-ионные столкновения малоэффективны, мы приходим к приближению двухжидкостной гидродинамики.

Двухжидкостная гидродинамика учитывает различие между скоростями движения электронной и ионной подсистем из-за тока. Если же скорость дрейфа сравнима со скоростью света, то приближение квазинейтральности вообще неприменимо, и в полную силу работает аппарат двухжидкостной гидродинамики заряженной плазмы.

При малой скорости дрейфа обычно пользуются более простыми уравнениями классической магнитной гидродинамики, где плазма рассматривается как сплошная нейтральная проводящая жидкость, а относительное движение подсистем электронов и ионов игнорируется. Вопрос о границах применимости этого приближения разобран Кадомцевым¹⁰⁵. Для того чтобы можно было пренебрегать относительным движением подсистем, необходимо, чтобы скорость дрейфа была мала по сравнению с гидродинамической скоростью течения плазмы. Если можно пренебречь электрон-ионными столкновениями, а также инерцией электронов, то из уравнения Эйлера следует замороженность магнитного поля в электронную жидкость. А поскольку дрейфом пренебрегается, то мы получаем замороженность магнитного поля в плазму¹⁰⁵.

В тех случаях, когда нельзя пренебречь относительным движением подсистем, возникает необходимость использовать двухжидкостную гидродинамику заряженной плазмы, порой даже при малой скорости дрейфа. Так, при исследовании равновесных конфигураций скорость течения плазмы вообще равна нулю, а скорость дрейфа при наличии тока принципиально отлична от нуля. Поэтому обычная магнитная гидродинамика и не дает полного описания равновесия плазмы с током. В задаче же о динамике пинчевой системы при наличии макроскопического движения плазмы магнитогидродинамическое описание может оказаться достаточным.

4.2. О г и д р о м а г н и т н о й у с т о й ч и в о с т и п и н ч е й

Подход к проблеме устойчивости пинчевых систем сформулирован в работе Бунемана¹⁰⁶. Этот подход, однако, не конструктивен как ввиду серьезных математических трудностей, так и из-за невозможности одновременно учесть всю совокупность явлений, присущих пинч-эффекту. Обычно кинетический подход к проблеме устойчивости проводится в приближении бесстолкновительной плазмы^{23,80,107,108}. Это приближение лучше работает на ранней стадии развития разряда, пока длина пробега больше толщины токовой оболочки. Существенным недостатком бесстолкновительного подхода является

модельный характер расчетов, связанный с произволом в выборе функции распределения. В отсутствие соударений функция распределения зарядов является произвольной функцией интегралов движения.

На стадии сильного сжатия пинча времена релаксаций оказываются значительно меньше продолжительности излучения системы, и появляется возможность перейти от кинетического описания плазмы к гидродинамическому. Исследование устойчивости плазмы в магнитном поле вообще и нерелятивистских пинчевых систем в частности на основе уравнений магнитной гидродинамики является наиболее разработанным¹¹. Магнитогидродинамический анализ устойчивости цилиндрического столба полностью ионизованной плазмы с продольным током, равномерно распределенным по сечению, был впервые проведен Трубниковым¹⁰⁹. Оказалось, что в этой системе развивается неустойчивость относительно аксиально симметричных, периодических вдоль тока возмущений, и это может приводить к перетяжкам. В цикле работ¹¹⁰⁻¹¹² Леонтович и Шафранов показали, что с неустойчивостями типа перетяжек и извиваний плазменного шнура можно бороться, применяя стабилизирующие средства, такие как проводящие кожухи и продольные магнитные поля.

Переход от цилиндрических разрядов к тороидальным системам и системам с более сложной геометрией магнитного поля¹² вызвал необходимость разработать общие методы для выяснения глобальных критериев устойчивости. В 1955 г. был разработан энергетический принцип исследования устойчивости плазмы в рамках магнитной гидродинамики, окончательно сформулированный в работе Бернштейна, Фримена, Крускала и Кулсруда¹³. Если применить энергетический принцип к цилиндрическому пинчу, то получится следующий критерий устойчивости¹¹ относительно азимутально симметричных возмущений ($m = 0$):

$$-\frac{d \ln p}{d \ln r} < 4\gamma(2 + \gamma\beta)^{-1}; \quad (18)$$

здесь γ — показатель адиабаты, $\beta = 8\pi p/H^2$ — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля тока. Для электронов $\gamma = 5/3$.

Вне плазмы магнитное поле прямого тока убывает с радиусом пропорционально r^{-1} , а плотность плазмы и давление — быстрее, чем r^{-2} . Это следует из условий удержания (9). Следовательно, вне плазмы β стремится к нулю, и из критерия устойчивости следует, что давление и плотность при удалении от оси должны убывать не быстрее, чем $r^{-2\gamma} = r^{-10/3}$. Примером равновесной конфигурации является распределение Беннета, согласно которому давление и плотность плазмы убывают с радиусом пропорционально r^{-4} . Поскольку $4 > 2\gamma = 10/3$, по критерию (18) беннетовский шнур является гидродинамически неустойчивым. В нем спонтанно возбуждаются азимутально симметричные возмущения — волны радиального сжатия, развитие которых может приводить к шейкам, перетяжкам и стратам. Стремление избежать образования перетяжек в плазменном шнуре — это и было одной из причин, почему в свое время было отдано предпочтение более сложной тороидальной геометрии плазмы. Однако изучение явлений в Z-пинче показало, что плазменный шнур, сильно искаженный перетяжками, может превосходить по нейтронному излучению системы, специально созданные для того, чтобы перетяжек не было³⁴. Появились сообщения, что в экспериментах с плотными пинчами отсутствуют магнитогидродинамические неустойчивости. Шнур оказывается устойчивым относительно азимутально симметричных ($m = 0$) возмущений³⁵ в течение всего времени разряда³⁶. Наметившийся в последнее время общий пересмотр взглядов на термоядерную проблему в целом не может обойти стороной и вопросы устойчивости пинчей.

Прежде всего заметим, что быстрое убывание плотности (например, беннетовское $n \sim r^{-4}$) при удалении от оси разряда быстро становится превышением точности квазинейтральной теории. Последняя теряет применимость при удалении от оси разряда, поскольку при убывании плотности дебаевский

радиус плазмы увеличивается. Анализ на основе двухжидкостной гидродинамики без привлечения условия квазинейтральности показывает, что существуют такие равновесные конфигурации, у которых плотность зарядов одного из знаков может убывать по радиусу как r^{-K} , где K — любое число, большее двойки. Однако равновесные структуры устроены так, что если для ионов показатель $K_i < 4$, то обязательно для электронов $K_e > 4$ и, наоборот. Возникает вопрос, достаточно ли, чтобы плотность только ионов, или только электронов, спадала по радиусу медленнее, чем $r^{-2\gamma}$? Если да, то при $2 < K < 2\gamma = 10/3$ возникла бы область гидромагнитной устойчивости шнура относительно перетяжек.

Снова встает вопрос о границах применимости приближения магнитной гидродинамики, на этот раз в задаче об устойчивости пинчевых систем. Какие эффекты теряются от того, что игнорируется относительное движение электронов и ионов, связанное с протеканием тока? В линейаризованных уравнениях, описывающих малые колебания, скорость течения плазмы рассматривается как малая величина, и не ясно, по сравнению с чем мы пренебрегаем скоростью дрейфа.

Из сказанного ясна необходимость полного анализа устойчивости пинчевых систем на основе уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики заряженной плазмы.

4.3. Анализ устойчивости пинча в двухжидкостной электромагнитной гидродинамике

В общем случае (при $\beta = v_0/c \sim 1$, при большой величине тока $I \sim I_A = m_e c^3/e = 17$ кА) электроны выступают как газ релятивистских частиц. Поэтому большой практический интерес представляет исследование устойчивости на основе уравнений релятивистской электромагнитной гидродинамики. Применительно к пинчевым системам такое исследование еще не проведено, и на его пути стоят значительные трудности. Попытка вывести уравнения релятивистской электромагнитной гидродинамики с помощью аппарата общей теории относительности предпринята в работе ¹¹⁴. Пока, однако, исследования устойчивости пинчей проводятся в рамках нерелятивистской теории. Двухжидкостная гидродинамика заряженной плазмы применена для описания нерелятивистских пинчевых систем в ^{61, 64, 90, 115-117}.

Условие $v_0 \ll c$ позволяет пренебречь эффектами запаздывания и считать, что поле мгновенно подстраивается к медленным изменениям распределений заряда и тока. В этом приближении потенциалы поля по-прежнему удовлетворяют уравнениям (3). Пренебрежение производными потенциалов поля по времени означает также пренебрежение излучением. Неэффективность электрон-ионных столкновений позволяет исключить из рассмотрения основной источник диссипации нерелятивистской плазмы — ее электрическое сопротивление. Если длины пробега зарядов l_α (связанные со столкновениями электронов с электронами и ионов с ионами) малы по сравнению с радиусом шнура r_0 , $l_\alpha \ll r_0$, то вязкость и теплопроводность тоже можно не учитывать. Эти явления возникают в более далеком приближении по параметрам $l_\alpha/r_0 \ll 1$. Таким образом, медленные изменения состояния канала тока можно рассматривать в приближении гидродинамики двух идеальных заряженных жидкостей — электронов и ионов.

Для того чтобы электроны и ионы представляли собой изолированные подсистемы, взаимодействующие друг с другом только через поле коллективного взаимодействия, необходимо, чтобы длина разрядного канала l и характерная частота ω удовлетворяли условиям $v_0/v_\alpha \ll l \ll v_0/v_{e1}$, $v_\alpha \gg \omega \gg v_{e1}$, где v_α — частота столкновений зарядов сорта α между собой, v_{e1} — частота столкновений электронов с ионами. В случае длинного канала тока $l \gg v_0/v_{e1}$ электрон-ионные столкновения привели бы к торможению электронов на дли-

не порядка v_0/v_{e1} . В отсутствие электрического поля, поддерживающего ток, на этой длине исчезала бы скорость дрейфа, а энергия переходила бы в тепло. Если же приложено внешнее электрическое поле, то скорость дрейфа и распределение поля по длине устанавливаются так, чтобы ускоряющая сила компенсировала силу трения электронов об ионы. Если же длина канала тока настолько велика, что $l \gg v_0/v_{e1}\delta$ (δ — доля энергии, передаваемой при электрон-ионном столкновении), то на длине $v_0/v_{e1}\delta$ после установления стационарной скорости дрейфа происходит выравнивание температур электронов и ионов. В этом случае на длине $l \gg v_0/v_{e1}\delta$ устанавливается распределение Дрювестейна — Давыдова¹¹⁸⁻¹²². При этом плазма так нагревается, что дисперсия скоростей электронов становится большой по сравнению со скоростью дрейфа. Если длина пробега зарядов по-прежнему остается малой, то течение такой плазмы описывается уравнениями обычной гидродинамики, и при этом существенную роль играет электропроводность.

В двухжидкостной гидродинамике не разработаны общие методы исследования устойчивости, и обычно изучаются малые колебания. Для системы, однородной вдоль тока и по азимуту, рассматриваются возмущения вида $f_a \sim \exp[i(\omega t - kz - m\varphi)]$. Мы не будем здесь выписывать уравнений и воспроизводить математические выкладки, а остановимся подробнее на физической стороне дела и обсудим результаты. Подробные расчеты можно найти в^{116,117}.

Существенной особенностью пинчевых систем является сильное собственное магнитное поле тока. В цилиндрической геометрии силовые линии магнитного поля направлены по азимуту. С самого начала следует принять во внимание асимметрию движения вдоль и поперек силовых линий магнитного поля тока. Покуда система подчиняется классической механике, асимметрия движения в магнитном поле не сказывается на свойствах невозмущенного состояния, поскольку каждая из подсистем является термодинамически равновесной (см. сноску на с. 175 в⁵⁶). Однако малые колебания выводят подсистемы из состояний равновесия, и влияние магнитного поля на движение элементов жидкости при исследовании устойчивости становится существенным.

В случае слабого тока магнитное поле также слабо, и асимметрия исчезает. Однако с увеличением тока движение в плоскости r, z (перпендикулярно магнитному полю) как бы вымерзает. Заряды при сильном токе оказываются замагниченными, и их движением в плоскости r, z можно пренебречь. В первую очередь это относится к электронной компоненте. Для поля — это вмороженность в плазму. Для электронов же — это замагниченность сильным магнитным полем тока.

В общем случае колебания пинча представляют собой взаимосвязанные осцилляции плотностей, давлений, скоростей заряженных жидкостей и электромагнитного поля. Их рассматривают в отдельных предельных случаях, допускающих аналитическое исследование.

4.3.1. Колебания азимутального тока

Для возмущений, однородных по азимуту, $m = 0$, колебания азимутальных компонент скорости v_φ и поля A_φ не связаны с колебаниями остальных величин. Это — колебания азимутального тока пинча, подобные крутильным колебаниям струны. В обычной магнитной гидродинамике идеальной плазмы такого движения вообще нет ($v_\varphi = 0$). Здесь оно возникает в результате учета относительного движения подсистем.

Спектр этих колебаний рассчитывается аналитически для коротких ($kr_0 \gg 1$) и длинных ($kr_0 \ll 1$) волн. Локальность коротковолновых колебаний позволяет искать зависимость от r в виде¹²³ $\exp\{-i \int_0^r q(r) dr\}$. Если

ионы в лабораторной системе как целое неподвижны, для спектра колебаний азимутального тока получается выражение

$$\omega = kv_0 \left(1 + \frac{e^2(r)}{c^2(q^2 + k^2)} \right), \quad kr_0 \gg 1;$$

здесь ω_e — плазменная частота электронов. Фазовая скорость этих колебаний всегда больше скорости дрейфа, а групповая скорость может быть как положительной, так и отрицательной.

В пределе длинных волн, $kr_0 \ll 1$, мы имеем дело с колебаниями канала тока как целого. Особенностью этих колебаний является пространственная разделенность осцилляций зарядов и поля. Заряды локализованы внутри пинча $r \leq r_0$, поле же дает основной вклад из области $r_0 \ll r \ll 1/k$. Оно вносит в систему своеобразную упругость. Электронная компонента совершает крутильные колебания как упругая в целом система. Спектр колебаний при $kr_0 \ll 1$ зависит только от полного числа частиц N_α на единицу длины: $\omega = kv_0 (1 + 2\Lambda e_e^2 N_e / m_e c^2)$, $kr_0 \ll 1$; здесь $\Lambda = \ln(1/kr_0) \gg 1$ — логарифмический множитель. Групповая и фазовая скорости длиноволновых колебаний азимутального тока с логарифмической точностью совпадают.

В целом отсутствующие в обычной магнитной гидродинамике колебания азимутального тока не приводят к неустойчивости системы ни для коротких, ни для длинных волн. Длинноволновые колебания в двухжидкостной гидродинамике вообще оказываются устойчивыми^{116,117}. Это относится ко всем видам колебаний — и азимутального тока, и других величин.

4.3.2. Расслоение канала тока на трубки и нити

Рассмотрим колебания величин, не связанных с v_ϕ и A_ϕ при $m = 0$. Будем считать их однородными вдоль тока, $k = 0$, так что все величины зависят только от r . Такие возмущения не нарушают симметрию исходного равновесного состояния, и мы имеем ту же ситуацию, что и при исследовании поля пробной нити, помещенной на оси тока. И поле нити, и колебания, которые мы теперь рассматриваем, удовлетворяют одним и тем же уравнениям.

В коротковолновом пределе ($qr_0 \gg 1$) спектр имеет вид¹¹⁵:

$$\omega^2 = \omega_i^2 \left(q^2 r_D^2 + \frac{\Omega_e^2}{\omega_e^2} - \beta^2 \right), \quad qr_0 \gg 1; \quad (19)$$

здесь r_D — дебаевский радиус, $\beta = v_0/c$, ω_i и ω_e — плазменные частоты ионов и электронов, Ω_e — ларморовская частота электронов. Отношение $(\Omega_e/\omega_e)^2 \sim I\beta/I_A$, поэтому при слабом токе $I \ll \beta I_A$, $I_A = m_e c^3/e = 17$ кА — ток Альвена, в области $(\Omega_e/\omega_e)^2 \leq \beta^2 \ll (r_D/r_0)^2$ из (19) следует спектр звуковых колебаний $\omega = qs$, $s^2 = \omega_i^2 r_D^2$. При $T_1 \gg T_e$ скорость звука порядка тепловой скорости ионов, а при $T_e \gg T_1$ она увеличивается в $(T_e/T_1)^{1/2}$ раз. При сильном токе $I > \beta I_A$, когда β^2 меньше, чем Ω_e^2/ω_e^2 , в спектре колебаний появляется щель $\omega = (\omega_0^2 + q^2 s^2)^{1/2}$, $\omega_0^2 = \omega_i^2 [(\Omega_e^2/\omega_e^2) - \beta^2]$, $\Omega_e/\omega_e > \beta$. Это кардинально отличается от обычной магнитной гидродинамики, где в рассматриваемых условиях радиальные колебания сводятся к ионно-звуковым волнам $\omega^2 = q^2 [s^2 + (H^2/4\pi\rho_0)]$.

Спектр (19) указывает на неустойчивость системы относительно колебаний, волновое число q которых удовлетворяет условию $r_0^{-1} \ll q < q_K$, $q_K = (\beta^2 - \Omega_e^2/\omega_e^2)^{1/2} r_D^{-1}$, если $\beta > \Omega_e/\omega_e$, т. е. в области тока $I \leq \beta I_A$. При $\beta > \Omega_e/\omega_e$ в области длин волн $q < q_K$ частота колебаний становится мнимой, $\omega = \pm i\omega_i r_D (q_K^2 - q^2)^{1/2}$. Поскольку использовалось условие локальности возмущений, вывод о неустойчивости справедлив при $q_K r_0 \gg 1$. Для бальмановской плазмы это условие дает $e^2 N_e \beta^2 \gg T$, где $T = \max(T_e, T_i)$. Вели-

чина $e^2 N_e \beta^2$ — это энергия магнитного сжатия в расчете на одну частицу. Таким образом, если энергия магнитного сжатия значительно превышает тепловую энергию, то пинчевая система заведомо неустойчива.

В случае $e^2 N_e \beta^2 \sim T$ граничная длина волны q_k^{-1} оказывается порядка радиуса шнура, $q_k r_0 \sim 1$. В этой области приближение локальности неприменимо. Длинноволновые же колебания ($q r_0 \ll 1$), представляющие собой движение элементов шнура как целого, к неустойчивостям не приводят¹¹⁶. Следовательно, у данной неустойчивости есть порог, который находится в области $q r_0 \sim 1$. Эта неустойчивость приводит к раскачке цилиндрически-симметричных возбуждений с длиной волны $\lambda \sim r_D / \beta$, т. е. того же пространственного масштаба, что и рассмотренные в разделе 3.1 осцилляции поля от пробной нити. Пучок должен распасться на совокупность концентрических трубок, вложенных одна в другую и отстоящих друг от друга на расстояниях порядка r_D / β .

Рассмотренные возмущения связаны с колебаниями плазмы в радиальном направлении, $v_r \neq 0$. Но это есть движение поперек магнитного поля тока, и поэтому с ростом тока такие колебания вымерзают из-за растущей замагниченности электронов собственным магнитным полем тока. С увеличением тока член $(\Omega_e / \omega_e)^2 \sim \beta I / I_A$ растет, и при $\Omega_e / \omega_e > \beta$ неустойчивость исчезает. Подавление неустойчивости магнитным полем собственного тока присуще лишь полностью симметричным колебаниям ($k = 0, m = 0$). Для $m \neq 0$ это свойство уже не имеет места. Неустойчивости с $m > 0, k = 0$ приводили бы к извиванию шнура ($m = 1$) и распаду на нити ($m \geq 2$).

Обратимся теперь к двумерным возмущениям. Пусть $k = 0$, а $m \neq 0$. Существенная разница между случаями $m = 0$ и $m \neq 0$ связана с возможностью замагничивания электронов. С ростом тока магнитное поле H_φ растет, и в результате возмущения скоростей v_r и v_z уменьшаются пропорционально ω / Ω_e , а v_φ не меняется. Эта асимметрия проявляется в полной мере при переходе от $m = 0$ к $m > 0$.

При $m = 0$ поворот на произвольный угол φ переводит систему саму в себя. Значит, движение по азимуту при $m = 0$ не изменяет состояния системы, и азимутально-симметричные, однородные вдоль тока колебания связаны лишь с движением в плоскости r, z , на котором сказывается замагниченность электронов. С ростом тока амплитуды осцилляций в плоскости r, z уменьшаются, поперечные к магнитному полю степени свободы «вымерзают», и это приводит к подавлению неустойчивости. Колебания же с $m \neq 0$ связаны и с движением в плоскости r, z , и с движением по азимуту. На движение по азимуту магнитное поле тока не влияет. Поэтому при $m \neq 0$ с ростом тока одна степень свободы — движение по азимуту — не вымерзает, и неустойчивость уже не подавляется с ростом тока.

При $k = 0, m \neq 0$ спектр колебаний дается выражением^{116,117}

$$\frac{\omega^2}{\omega_i^2} = Q^2 r_D^2 - \beta^2 + \frac{\Omega_e^2}{\omega_e^2} \left(1 - \frac{m^2 \Omega_e^2}{Q^2 r^2 \omega^2} \right)^{-1}, \quad (20)$$

где $Q^2 = q^2 + (m^2 / r^2)$. При выводе (20) использовано приближение локальности $Q r_0 \gg 1$, а также неравенства $I \ll I_A / \beta$ и $\beta \ll 1$. При $m = 0$, а также при очень слабом токе ($\Omega_e / \omega \ll 1$) формула (20) переходит в (19). Замагниченность электронов определяется множителем Ω_e / ω . При $\Omega_e / \omega \gg 1$ последнее слагаемое в (20) пренебрежимо мало, и мы получаем

$$\omega^2 = \omega_i^2 (Q^2 r_D^2 - \beta^2), \quad \Omega_e \gg \omega, \quad m \neq 0, \quad Q r_0 \gg 1. \quad (21)$$

Мы видим, что при $m \neq 0$ неустойчивость не исчезает с увеличением тока. При сильном токе плазма сразу должна распасться на струи, минуя фазу расслоения на концентрические трубки. При слабом токе $I < \beta I_A$ расслоение пинча на трубки возможно, если порог неустойчивости с $m = 0$ ниже, чем при $m \geq 1$.

Для того чтобы исследовать поведение системы в области порога неустойчивости и таким способом установить критерий стабильности, необходимо работать, не пользуясь приближением локальности. При $m \sim 1$ порог попадает в область $qr_0 \sim 1$. В ^{116,117} проведено исследование пинчевой системы при $I \gg \beta I_A$ вблизи порога устойчивости, основанное на аналогии с уравнением Шрёдингера. Устойчивость системы относительно рассмотренных возбуждений определяется величиной параметра $g = e^2 N_e \beta^2 / T = (I / \beta I_A) \times (m_e c^2 / T)$ — это отношение энергии магнитного сжатия к тепловой энергии системы. Для каждого данного профиля плотности плазмы вычисляется своя монотонная последовательность чисел g_1, g_2, g_3, \dots , растущих с увеличением номера m пропорционально m^2 : $g_m \sim m^2$. Если параметр g оказывается больше какого-нибудь из чисел этой последовательности, скажем, $g > g_{m^*}$, то в системе спонтанно возбуждаются колебания, пропорциональные $e^{-im^*\phi}$. Если же $g < g_{m^*}$, то в системе не могут возбуждаться колебания с $m \geq m^*$. Таким образом, при $g < g_1$ в области токов $I \gg \beta I_A$ пинчевая система является устойчивой ^{116,117}. В этом состоит критерий устойчивости пинчевой системы относительно возмущений с $k = 0, m \neq 0$. При $(m_e c^2 / T) \beta I / I_A > 1$ в системе будут самопроизвольно возникать колебания с волновыми номерами $m < m^*$:

$$m^* = \frac{m_e c^2}{T} \frac{\beta I}{I_A}. \quad (22)$$

Канал тока может распасться на m^* отдельных жгутов, по каждому из которых будет протекать ток $I_m \sim I_A T / \beta m_e c^2$. Зависимость числа нитей от параметров разряда (22) имеет экспериментальное подтверждение ⁷⁸. В работе изучается разбиение тока на отдельные каналы с помощью микроденситометрического анализа рентгеновских фотографий. Авторы обращают внимание на то, что число каналов устанавливается в соответствии с балансом магнитного и газокINETического давлений.

Сложная внутренняя структура канала пинча наблюдается также по поражению электродов и специальных экранов-мишеней ⁷⁴⁻⁷⁷, устанавливаемых на пути потоков заряженных частиц. Высокого пространственного разрешения удалось достичь Нарди, Бостику, Феджису и Прайору ⁷⁷. Характер повреждений мишеней свидетельствует о конденсации отдельных каналов тока в очень тонкие нити, причем на фоне диффузной компоненты тока увеличенные плотности в нитях составляет $10^3 - 10^4$ раз ⁷⁷. Большое разнообразие следов на мишенях — от мельчайших точечных дефектов размером $\sim 0,5$ мкм до кратеров размером ~ 300 мкм — свидетельствует о сложном характере взаимодействия токовых нитей, об их распадах и стягивании в кластеры. На фотографиях ⁷⁷ можно увидеть как изолированные пятна, так и кратеры в форме концентрических колец.

Максимальное значение инкремента неустойчивости равно $(\text{Im } \omega)_{\text{max}} = \omega_1 \beta$, где ω_1 — плазменная частота ионов, $\beta = v_0 / c$ — отношение скорости дрейфа к скорости света. Поэтому, если β мало, а состояние пинча меняется относительно быстро, то неустойчивость может и не развиваться.

В обычной магнитной гидродинамике в приближении идеальной плазмы эффект разбиения канала тока на волокна отсутствует. Для объяснения ⁷⁸⁻⁸¹ нитей, наблюдаемых экспериментально ⁷⁴⁻⁷⁸, в рамках магнитной гидродинамики приходится рассматривать диссипативные процессы, приводящие к неустойчивостям типа перегретной. В двухжидкостной же гидродинамике этот эффект возникает уже в отсутствие диссипации, т. е. без учета более далеких членов разложения по параметрам $l_\alpha / r_0 \ll 1$.

Для беннетовского профиля параметр g равен двойке, а первые два члена последовательности g_m — это 1,48 и 4,62. Следовательно, беннетовские конфигурации неустойчивы относительно сдвига шнура как целого ($k = 0, m = 1$), но устойчивы относительно развала на нити. При $k \neq 0$ симметрия системы нарушается, однако в спектре колебаний должна существовать аку-

стическая ветвь, которая при $k \rightarrow 0$ переходит в статический сдвиг. Эта голдстоуновская мода отвечает плавным извиваниям пинча наподобие колебаний натянутой струны¹⁷².

Изучение неоднородных вдоль тока возмущений ($k \neq 0$) в рамках двухжидкостной электромагнитной гидродинамики представляет значительный интерес. В обычной магнитной гидродинамике они приводят к неустойчивостям типа перетяжек. Возмущения с $k \neq 0$, $m = 0$ в приближении двухжидкостной электромагнитной газодинамики рассматривались Соловьевым^{113, 124}. Оказалось, что в двухжидкостной теории условия устойчивости отличаются от гидромагнитного критерия (18). Для плазменных потоков с параболическим распределением тока по сечению неустойчивость, могущая привести к перетяжкам, возникает пороговым образом при достаточно большом числе зарядов N на единицу длины цилиндра. Для водородной плазмы в модели несжимаемых жидкостей условие устойчивости сводится к неравенству¹¹³ $N < 10^{14} \text{ см}^{-1}$.

4.4. О макроскопическом описании устойчивости пинчевых систем

Ситуация с устойчивостью пинчей в двухжидкостной электромагнитной гидродинамике отличается от обычной магнитной гидродинамики. Когда же какую из этих двух гидродинамик следует применять к пинчевой системе? Чтобы ответить на этот вопрос, вспомним, как происходит переход от кинетики к макроскопическим уравнениям. Подробный вывод макроскопических уравнений переноса из кинетических уравнений приведен в обзоре Брагинского¹²⁵.

Если система в целом находится в состоянии локального теплового равновесия, то из кинетических уравнений получаются уравнения обычной магнитной гидродинамики. В состоянии локального теплового равновесия электронная подсистема находится в равновесии с ионной, и, значит, это есть предел малой скорости дрейфа по сравнению с разбросом зарядов по скоростям: $v_0 \ll \Delta v$.

Переход к двухжидкостной гидродинамике происходит в обратном предельном случае $v_0 \gg \Delta v$. Большая скорость дрейфа приводит к тому, что кулоновские сечения электрон-ионных столкновений становятся пренебрежимо малы по сравнению с электрон-электронными и ион-ионными. При этом еще до перехода к макроскопическим уравнениям мы используем неравенство $v_0 \gg \Delta v$, позволяющее рассматривать подсистемы электронов и ионов как не взаимодействующие друг с другом столкновительно. После этого, если каждую подсистему можно считать локально равновесной, мы переходим к макроскопическим уравнениям и получаем двухжидкостную гидродинамику.

Таким образом, если в данной системе скорость дрейфа мала по сравнению с дисперсией скоростей зарядов, $v_0 \ll \Delta v$, то макроскопическое описание пинча сводится к обычной магнитной гидродинамике. В обратном пределе $v_0 \gg \Delta v$ мы имеем дело с двухжидкостной электромагнитной гидродинамикой.

Параметр v_0 — скорость дрейфа — измерить не просто. Проще измерить полный ток $I = eN_e v_0$. С другой стороны, температуры зарядов, а следовательно, и тепловые скорости Δv в экспериментах измеряются. Поскольку характер неустойчивостей в обычной и двухжидкостной гидродинамике различен, можно сделать выводы о взаимной величине v_0 и Δv . Если наблюдаются перетяжки, — это случай $v_0 < \Delta v$, а если имеет место распад токового канала на нити, то $v_0 > \Delta v$.

Остается открытым вопрос, как макроскопически описывать пинчевую систему при $v_0 \sim \Delta v$ в условиях малой длины пробега зарядов по сравнению с характерными размерами.

5. ДИНАМИКА СЖАТИЯ ПИНЧЕВОЙ СИСТЕМЫ

5.1. Адиабатическое приближение

Динамика пинчевых систем включает широкий круг вопросов. Пробой газа³⁸, формирование³⁷ и движение токовой оболочки³⁹⁻⁴² к оси, увлечение нейтрального газа¹²⁶, распад токовой оболочки на отдельные светящиеся волокна^{74-78,127-133}, взрывной характер электронной эмиссии^{134,135} — вот далеко не полный перечень явлений, определяющих эволюцию пинчевых систем. В аспекте электромагнитного коллапса нас интересует пинч на стадии сильного сжатия. Поскольку времена релаксаций значительно меньше длительности рентгеновской вспышки, естественно использовать приближение гидродинамики. Для систем с большой скоростью дрейфа необходим двухжидкостный подход. Для релятивистских потоков необходимо работать с уравнениями релятивистской электромагнитной двухжидкостной гидродинамики. Работы в этом направлении^{136,137} находятся на стадии становления. В настоящее время изучаются квазистационарные компрессионные течения плазмы¹³⁸⁻¹⁴⁵, в которых движение плазмы осуществляется под давлением со стороны магнитного поля. Как правило, для расчетов используются более простые уравнения обычной гидродинамики. Разница в описании стационарных компрессионных течений уравнениями обычной и двухжидкостной магнитной гидродинамики была проанализирована Морозовым¹⁴⁴. Отличие состоит в том, что закон Ома в обычной гидродинамике идеально проводящей плазмы ($\sigma = \infty$) записывается в виде $\mathbf{E} + (1/c) [\mathbf{v}\mathbf{H}] = 0$, а в двухжидкостной $\mathbf{E} + (1/c) [\mathbf{v}_e\mathbf{H}] = 0$. Обычная магнитная гидродинамика не учитывает эффект Холла¹⁴⁴, так как $\mathbf{v}_e = \mathbf{v} - (\mathbf{j}/en)$. Тем не менее, для изучения динамики пинчевой системы приближение обычной гидродинамики является оправданным в случае, если скорость дрейфа мала по сравнению со скоростью гидродинамического течения плазмы.

В отсутствие процессов диссипации энергии сжатие токового канала магнитными силами представляет собой адиабатический процесс. Если мы пренебрегаем джоулевым выделением тепла, уходом энергии в излучение, термоядерным энерговыделением, теплопроводностью и прочими процессами энергообмена, то уравнение переноса тепла сводится к сохранению энтропии. В обычной гидродинамике сохраняется энтропия элемента жидкости как целого. В двухжидкостной гидродинамике в условиях малого трения между подсистемами электронов и ионов сохраняется энтропия каждой подсистемы.

Сохранение энтропии приводит к тому, что при сжатии будет расти температура. В приближении статистики Больцмана зависящая от r_0 и T часть энтропии на единицу длины шнура равна $S = N \ln r_0^2 T^{3/2}$, N — число частиц на единицу длины. Если в процессе сжатия N не меняется, то $r^2 T^{3/2} = \text{const}$ ($\gamma = 5/3$). Вместе с температурой растет давление в плазме и значение тока I_K (14), при котором магнитное давление уравновешивается давлением плазмы и электростатической энергией. Если считать ток разряда в процессе сжатия неизменным, то отношение I/I_K уменьшается. В координатах r_0/d и I/I_K изменение состояния системы (рис. 3) будет изображаться штриховой линией, выходящей из исходной точки A в направлении умень-

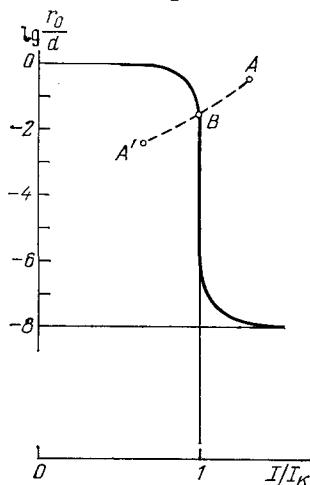


Рис. 3. Штриховая линия AA' схематически изображает изменение состояния пинчевой системы, совершающей адиабатические колебания вблизи положения равновесия, сплошная кривая — зависимость равновесного радиуса разряда от величины тока (та же, что и на рис. 1)

шения обеих координат. Сплошная кривая на рис. 3 представляет собой зависимость равновесного радиуса r_0 от тока I (ту же, что и на рис. 1, но в координатах r_0/d и I/I_K). Штриховая линия пересекает кривую равновесия в точке B . Точка B из всех механически равновесных конфигураций выделяет ту, для которой выполняется закон сохранения энтропии, т. е. не меняется внутренняя энергия.

В процессе адиабатического сжатия система на участке AB приобретает кинетическую энергию радиального движения и проскакивает точку B по инерции. На участке BA' система продолжает сжиматься против действующей силы, так как теперь уже газокINETическое давление больше силы магнитного

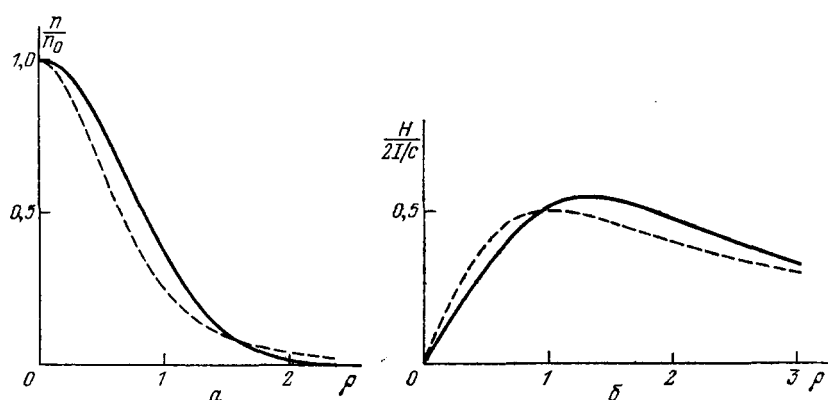


Рис. 4. Автомоделное решение Фелбера¹⁴⁶, описывающее колебания пинча вокруг состояния равновесия.

Сплошными линиями показаны мгновенные распределения плотности (а) и магнитного поля (б) по радиусу; они отличаются от беннетовских равновесных распределений (штриховые линии)

сжатия. Искерпав кинетическую энергию, система остановится в точке поворота A' , а затем будет расширяться. В адиабатических условиях система так бы и совершала радиальные колебания между точками A и A' в окрестности равновесного положения B (см. рис. 3).

В 1982 г. Фелбер¹⁴⁶ воспроизвел работу Куликовского¹⁴⁷ 1957 г., в которой было найдено аналитическое автомоделное решение уравнений магнитной гидродинамики идеально проводящей плазмы, описывающее адиабатические колебания канала тока. В этом классе решений скорость сжатия пропорциональна радиусу: $v = \rho \, dr_0(t)/dt$, где $\rho = r/r_0(t)$ — автомоделная переменная. Предположение об однородной деформации обеспечивает выполнение уравнений непрерывности, сохранения энтропии и вмороженности магнитного поля для функций плотности, температуры и магнитного поля, произвольно зависящих от автомоделной переменной ρ . Из этих трех функций две определяются после подстановки в уравнение движения. Одна функция остается произвольной. Это позволяет проследить, как происходит эволюция пинча в адиабатических условиях без каких-либо предположений о его пространственной структуре. Вследствие разделения переменных автомоделная динамика пинча не зависит от его пространственной структуры, которая определяется выбором произвольной функции. В работе Фелбера эта произвольная функция выбрана так, чтобы температура была однородной по сечению. В этом случае плотность плазмы n^Φ и магнитное поле внутри пинча H^Φ ,

$$n^\Phi \sim \frac{N}{\pi r_0^2(t)} e^{-\rho^2}, \quad H^\Phi = \frac{2I}{cr_0(t)} \frac{1}{\rho} [1 - (1 + \rho^2) e^{-\rho^2}]^{1/2},$$

отличаются от соответствующих беннетовских распределений

$$n^B \sim \frac{N}{\pi r_0^2} \left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right)^{-2}, \quad H^B = \frac{2I}{c} \frac{r}{r_0^2 + r^2}$$

(см. рис. 4). Несмотря на то, что температура однородна по сечению, это автомодельное решение не является термодинамически равновесным; параметры его меняются во времени. Отличие от теплового равновесия характеризуется отклонением радиальной зависимости скорости дрейфа от константы (рис. 5).

Возможность построить автомодельное решение^{146, 147} в будущем облегчит численный анализ динамики пинчевых систем в более сложных случаях. В частности, наличие произвольной функции^{59, 147} позволяет включить в рассмотрение тормозное излучение, которое при сильном токе приводит к радиационному коллапсу¹⁷³ (см. ниже). В настоящее время Великович и Либерман изучают автомодельные решения уравнений идеальной магнитной гидродинамики для цилиндрически симметричной задачи в классе как дозвуковых, так и сверхзвуковых течений¹⁷⁴.

В адиабатических условиях колебания пинча являются незатухающими. Реальная эволюция системы зависит от диссипативных факторов — процессов поступления энергии в систему и ее ухода из-за излучения, теплопроводности и по другим каналам. Уравнения переноса тепла в общем случае не сводятся к сохранению энтропии. Следует решать более общее уравнение

$$T \frac{dS}{dt} = W - \mathcal{Y}, \quad (23)$$

где W — мощность тепловыделения на единицу длины шнура, \mathcal{Y} — интенсивность отвода энергии из системы, также в расчете на единицу длины. При наличии баланса поступающей и отводимой энергий отсюда следует сохранение энтропии. В двухжидкостной гидродинамике приходится решать такие уравнения для обеих подсистем с учетом обмена тепла между ними.

5.2. Излучение пинчевых систем

В 1956 г. Будкер⁷ указал на необходимость учета излучения, вызываемого действием на электроны сил со стороны поля коллективного взаимодействия. При больших токах эти силы быстро растут в процессе сжатия плазменного шнура.

Электромагнитное излучение является, как правило, основным источником информации о процессах, протекающих в плазме электрических разрядов. Сам же процесс излучения слабо сказывается на движении излучающего заряда по траектории. По этой причине при рассмотрении структуры плазмы электромагнитным излучением в первом приближении пренебрегают. В пинчевой же системе в процессе сжатия интенсивность излучения быстро растет и начинает оказывать существенное влияние на энергетический баланс. Излучение становится не просто пассивным следствием процессов, происходящих в канале тока, но и само играет определяющую роль в процессе эволюции пинчевой системы.

Основным механизмом излучения традиционно считается тормозное излучение, возникающее при столкновениях электронов с ионами. Интенсивность тормозного излучения вычислена Коганом и Мигдалом¹⁴⁸. Если при сжатии число частиц на единицу длины шнура не меняется, то интенсивность столкновительного излучения пропорциональна¹⁴⁸ $T^{1/2}/r_0^2$, $v_0 \ll \Delta v$. При адиабатическом сжатии $r_0^2 T^{3/2} = \text{const}$, и с уменьшением радиуса интенсивность тормозного излучения растет пропорционально $r_0^{-8/3}$. Если скорость

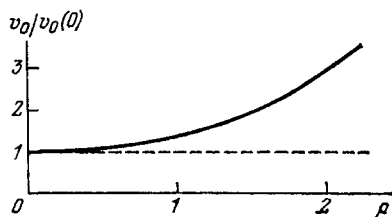


Рис. 5. Плазма, совершающая адиабатические колебания¹⁴⁶, не находится в медленно изменяющемся равновесном состоянии.

Отклонение от равновесия характеризуется наличием зависимости скорости дрейфа от радиуса (сплошная линия). Для беннетовского распределения $v_0 = \text{const}$

дрейфа велика, $v_0 \gg \Delta v$, то относительные скорости электронов и ионов при столкновениях (порядка v_0) значительно больше тепловых. При этом интенсивность тормозного излучения оказывается значительно меньше, чем при $v_0 \ll \Delta v$. Если радиус разряда r_0 или ларморовский радиус электронов r_H в магнитном поле тока меньше длины пробега электронов относительно столкновений с ионами l_{ei} , то столкновительное излучение становится менее эффективным, чем бесстолкновительное¹⁴⁹. Если $r_0 \ll r_H$ ($I/I_A \ll v_{te}/c$, v_{te} — тепловая скорость электронов), то преобладает излучение электронов, вызываемое ускорениями в поле коллективного взаимодействия, удерживающего заряды от разлета по радиусу. В обратном пределе $r_0 \gg r_H$ доминирует синхротронное излучение электронов в магнитном поле тока. Характерная энергия излучаемых квантов при синхротронном излучении

$$\hbar\omega \sim \hbar\Omega\gamma^2 \sim \frac{c\hbar}{r_0} \frac{I}{I_A} \gamma^2,$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор, $\beta = v_0/c$. При сжатии до вырождения (максимально возможная степень сжатия при заданной силе тока) имеем оценку¹¹⁷

$$r_0 \sim \frac{\hbar}{m_e c} \frac{1}{\gamma^2 \beta^2 \alpha^{1/2}} \frac{I_A}{I}, \quad I \gg \frac{I_A}{\beta\gamma},$$

$\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. В состоянии максимального сжатия $\hbar\omega_{\max} \sim \alpha^{1/2} m_e c^2 \beta^2 \gamma^4 (I/I_A)^2$ энергия кванта растет пропорционально квадрату тока. При $\beta \sim 1$, $\gamma \sim 1$, $I \sim I_A$ $\hbar\omega_{\max}$ составляет 50 кэВ — десятую часть энергии покоя электрона. При переходе в область $I \gg I_A$ или $\gamma \gg 1$ энергия кванта очень быстро растет и переходит до области гамма-излучения. Если бы удалось независимо экспериментально показать, что при возникновении жесткого рентгеновского излучения пинчи сжаты до вырождения электронов, то можно было бы с уверенностью утверждать, что жесткое рентгеновское излучение возникает при квантовых переходах электронов между уровнями Ландау в магнитном поле тока⁶⁹. Энергетические уровни очень сильно раздвинуты при максимальном сжатии пинча.

Наиболее просто интенсивность излучения пинча рассчитывается в случае, когда испускаемые кванты свободно покидают плазму без заметного поглощения другими зарядами. Как зависит прозрачность плазмы пинча от величины тока? В области очень сильного тока плазма прозрачна для излучения, благодаря тому, что частота $\omega \sim \Omega$ с ростом тока увеличивается быстрее, чем плазменная частота электронов. При $(\omega/\omega_e)^2 \sim (\Omega/\omega_e)^2 \sim \beta I/I_A \gg 1$ мы имеем область прозрачности.

При очень слабом токе плазма тоже оказывается прозрачной. При $I \ll \beta I_A$ скин-глубина проникновения поля в плазму $\delta \sim c/(\omega\sigma)^{1/2}$ ($\sigma \sim e^2 n/m_e \omega$ — электропроводность на частоте ω) оказывается значительно больше радиуса шнура r_0 : $(\delta/r_0)^2 \sim I_A \beta / I \gg 1$. Таким образом, в предельных случаях $I \ll I_A \beta$ и $I \gg I_A / \beta$ интенсивность излучения пинча можно вычислять как простую сумму излучений от отдельных электронов. В промежуточной области $I_A \beta \leq I \leq I_A / \beta$ плазма не является прозрачной для собственного излучения. В этой области она излучает как черное тело.

5.3. Радиационное сжатие

Впервые баланс энергии, выделяемой в плазме сильным током и отводимой излучением, рассматривался в 1957 г. Пизом¹⁷ и Брагинским¹⁸. Впоследствии этот вопрос изучался в ряде работ^{19,32,98,117,150-152}.

Наряду с выравниванием механических сил эволюция пинчевой системы определяется энергообменом. Если тепловыделение превышает отвод энергии наружу, то канал тока будет расширяться, а если наоборот, то сжиматься. Если основным механизмом тепловыделения является джоулева диссипация,

а в качестве доминирующего канала отвода энергии считать тормозное излучение при электрон-ионных столкновениях, то, приравняв одно другому, мы найдем температуру, при которой осуществляется энергетический баланс, $T_k \sim 2\beta L^{1/2}$ Мэв, L — кулоновский логарифм — числовой множитель порядка десяти. Если подставить это значение температуры в условие (13) механического равновесия Беннета, то мы определим значение тока, при котором в пинчевой системе обеспечивается как силовой, так и энергетический баланс. Это значение тока не зависит ни от числа частиц N_e , ни от скорости дрейфа, ни от радиуса r_0 и для водорода численно равно $I_{ПБ} \approx 1,7$ МА. Ток, при котором излучение отводит ровно столько энергии, сколько тепла выделяется в системе, называют током Пиза — Брагинского. Если ток в пинче больше тока Пиза — Брагинского, $I > I_{ПБ}$, то система будет непрерывно терять энергию и неограниченно сжиматься. О сжатии системы из-за потерь энергии на излучение говорят как о радиационном коллапсе.

Если система в начальный момент не находится в состоянии механического равновесия, то ее эволюция определяется обоими факторами — сжатием избыточными магнитными силами и энергообменом. Когда процессы теплообмена не существенны, мы приходим к адиабатическим колебаниям пинча вокруг положения равновесия (рис. 3), примером которых служит автомодельное решение^{146,147}. В общем же случае вместо сохранения энтропии следует решать уравнение переноса тепла (23). С точки зрения коллапса нам интересен случай $\gamma > W$, когда потери на излучение доминируют. При этом система теряет энергию, колебания вблизи положения равновесия становятся затухающими, а равновесное значение радиуса пинча уменьшается¹⁷³. Если же $\gamma < W$, то система, наоборот, будет расширяться.

Таким образом, мы приходим к следующей картине динамики сжатия пинчевой системы. Пусть в условно начальный момент времени состояние системы соответствует точке А на рис. 3 (или рис. 6), не лежащей на линии равновесия сил. Если выполняются условия (8), то система является самосжимающейся. Для того чтобы система могла сильно сжаться, необходимо, чтобы неравенства (9) выполнялись с некоторым запасом. Ведь при сжатии температуры растут, и как только T_e или T_i превысит величину соответствующей энергии удержания E_a , процесс сжатия нарушится. Когда система теряет на излучение больше энергии, чем в ней выделяется тепла, рост температур оказывается ограниченным, и это способствует коллапсу.

Пусть в начальный момент условия таковы, что диссипативными процессами можно вообще пренебречь, и начальная стадия представляет собой адиабатический процесс. Если уже на адиабатической стадии какая-либо из температур превысит соответствующую энергию удержания, то сжатие может остановиться, даже не дойдя до линии равновесия, после чего плазма растечется по радиусу. Другое дело, если неравенства (9) выполнены с достаточным запасом. В этом случае магнитные силы сожмут систему так сильно, что в игру вступят механизмы диссипации тока в тепло и радиационные потери, и при этом условия удержания еще не нарушатся. В зависимости от величины тока здесь возникают две возможности.

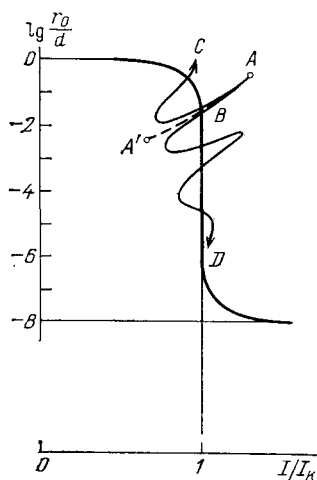


Рис. 6. По мере сжатия отклонения от адиабатичности растут

С учетом процессов диссипации система не только совершает колебания, но в зависимости от величины тока либо расширяется, либо сжимается. При $I < I_{ПБ}$ пинч расширяется. Если же $I > I_{ПБ}$, то из-за излучения система теряет энергию, и это приводит к сжатию, а колебания вокруг линии равновесия затухают. Поведение системы в процессе радиационного коллапса схематически изображено линией AD

Если ток меньше тока Пиза — Брагинского, $I < I_{\text{ПБ}}$, то отклонение от адиабатичности произойдет в сторону еще более сильного нагрева плазмы. Температура в конечном счете превысит энергию удержания, и сжатие сменится разлетом. На рис. 6 этой ситуации отвечает линия АС.

Когда же ток превышает значение Пиза — Брагинского, $I > I_{\text{ПБ}}$, доминирующий отвод энергии излучением приводит к охлаждению плазмы. Радиационное охлаждение сначала замедлит рост температуры при сжатии (по сравнению с адиабатическим процессом), а затем нагрев вообще остановится. Если условия удержания на стадии максимального нагрева будут выполнены, то они уже не нарушатся при последующем сжатии. Излучение будет уменьшать энергию радиальных колебаний системы. Процесс сжатия в сочетании с радиационным охлаждением будет происходить до тех пор, пока в игру не вступят квантовые свойства электронов. На рис. 6 этому процессу соответствует линия АД (со стрелкой вниз).

Экспериментально наблюдаются две последовательные стадии сжатия микропинча ^{97, 98, 152–155}. На первой стадии происходит образование перетяжки с параметрами $r_0 \sim 10^{-2}$ см, $n_e \sim 10^{20} - 10^{21}$ см⁻³, $T_e \sim 50$ эв. Через 20–30 нс возникает мощный импульс рентгеновского излучения, что по времени с точностью эксперимента совпадает с моментом второго сжатия, характеризующегося параметрами $r_0 \lesssim 10^{-4}$ см, $n_e \sim 10^{24}$ см⁻³, $T_e \sim 1$ кэв. Если после второго сжатия радиационный коллапс продолжается, то при скорости радиального движения $\sim 10^6$ см/с схлопывание от $r_0 = 10^{-4}$ см до вырождения электронов произойдет за 10^{-10} с, что находится за пределами временного разрешения аппаратуры. Поэтому однозначно утверждать, что рентгеновская вспышка, спектр излучения многозарядных ионов, коллективно ускоренные заряды и т. д. возникают при сжатии плазмы до конденсированного состояния, пока еще преждевременно.

Вместе с тем, сам факт, что в эксперименте второе сжатие оказывается более сильным, чем первое, подтверждает описанную выше картину радиационного сжатия. Это является экспериментальным доказательством того, что в микропинче реализуются условия радиационного коллапса. Если после второго сжатия условия удержания не нарушаются, то коллапс должен продолжаться до вырождения электронов. После достижения вырождения система радиационно остынет, и вспышка излучения угаснет. Гашение вспышки рентгеновского излучения микропинча соответствует процессу радиационного остывания ³².

На величину тока Пиза — Брагинского влияют различные факторы. В частности, радиационные потери окажутся значительно больше, если в системе имеются хорошо излучающие тяжелые ионы ¹⁵². Численные расчеты ^{151, 156} показывают, что всего несколько процентов примеси ксенона очень сильно смещают энергетический баланс и снижают величину тока Пиза — Брагинского. Образующиеся в пинчевых системах потоки ускоренных электронов и ионов тоже уносят значительную часть энергии системы ³¹ и тем самым способствуют коллапсу. Точно вычислить величину тока Пиза — Брагинского для конкретной системы — сложнейшая задача. Трудности усугубляются тем, что в наиболее интересной области тока $I_A \beta \lesssim I \lesssim I_A/\beta$ плазма является оптически плотной. Оценки ^{32, 117}, проведенные с учетом запертости излучения и возможного индуцированного характера испускания фотонов из тонкого поверхностного слоя плазмы, показывают, что ток Пиза — Брагинского лежит в диапазоне нескольких десятков килоампер, т. е. ниже, чем в экспериментах с микропинчами в вакуумных диодах, не говоря уже о плазменном фокусе.

Одна из трудностей на пути реализации глубокого электромагнитного коллапса состоит в том, что отвод энергии от подсистемы ионов происходит медленнее, чем от электронов. Из-за большой разницы в массах ионы и излучают слабее, и обмен энергиями с электронами подавлен. Поэтому если ионы — это протоны или дейтоны, то других механизмов отвода энергии нет,

и адиабатичность сжатия ионной подсистемы препятствует коллапсу. Если же в качестве ионов выступают тяжелые элементы, обладающие сложной внутренней электронной структурой, то появляется еще один канал отвода энергии от ионов — линейчатое излучение¹⁵². При сжатии и нагреве осуществляется возбуждение электронных оболочек тяжелых ионов. Затем происходят переходы электронов в более низкие энергетические состояния с испусканием линейчатого излучения. Это излучение выносит значительную долю энергии ионной подсистемы и способствует коллапсу. Здесь кроется разница между системами типа «плазменный фокус» и вакуумными малоиндуктивными диодами. В плазменных фокусах используется дейтерий, а в вакуумной искре — ионы материала анода. Линейчатое излучение в последнем случае может более чем в 100 раз превышать тормозное. Ток Пиза — Брагинского снижается, и коллапс становится возможным при токах порядка 100 кА¹⁵².

В 1979 г. Винтерберг⁵³ предложил создать сверхплотную электрон-позитронную плазму, совмещая в общем магнитном поле накопительные кольца электронов и позитронов. Образующееся общее кольцо движущихся навстречу друг другу электронов и позитронов сожмется за счет радиационного коллапса до очень малого радиуса. Винтерберг показал⁵³, что если перейти к ультрарелятивистской скорости дрейфа $\gamma = [1 - (v_0^2/c^2)]^{-1/2} \gg 1$, то потери на излучение будут превышать приток энергии теплового движения при столкновениях, если выполнено неравенство $I > 9I_A L/4\gamma^2$, где L — кулоновский логарифм, $I_A = 17 \text{ кА}$ — ток Альвена. Таким образом, в области ультрарелятивистской скорости дрейфа радиационный коллапс можно осуществить при малых токах. Считая $9L/4 \sim 10^2$, т. е. $r_0 \sim 1 \text{ см}$, при $\gamma = 10^2$ минимальное для коллапса значение тока равно 170 А, а при $\gamma = 3 \cdot 10^3$ (типичное значение для накопительных колец) имеем $I_{\text{min}} = 0,17 \text{ А}$.

5.4. Ускорение зарядов пинчевыми системами

В 1960 г. Плютто¹⁵⁷ обнаружил, что искровой разряд сильного тока является источником быстрых заряженных частиц. О формировании направленных потоков дейтонов в пинчевых системах свидетельствовали результаты энергетического и углового распределения нейтронов⁹,¹⁵⁸. Наблюдались электроны, ускоренные до энергий, превышающих напряжение источника на 1—2 порядка¹⁵⁸. Вопрос состоит в том, как возникают сильные электрические поля, способные так ускорить заряды?

Ответ на этот вопрос известен давно. Магнитное поле, сжимающее плазму в процессе пинч-эффекта, представляет собой цилиндрический поршень, сжимающийся к оси. Для зарядов плазмы этот поршень является движущейся магнитной стенкой, при столкновениях с которой они получают энергию. До тех пор, пока энергия заряда не велика, столкновение с магнитной стенкой заканчивается отражением заряда обратно к оси. После большого числа отражений энергия заряда может в конце концов превысить энергетическую высоту магнитной стенки, и последняя для данного заряда окажется прозрачной. Ускоренная частица покинет область сжатия. Распределение ускоренных зарядов по углам вылета и энергиям зависит от геометрии магнитного поля, сжимающего шнур. В направлении оси разряда заряды могут выходить свободно, а в радиальном направлении энергетическая высота магнитной стенки порядка $E_{\text{ст}} \sim e^2 N e \beta^2 \ln(l/r_0) = m_e c^2 (I \beta / I_A) \ln(l/r_0)$, где l/r_0 — отношение длины разряда к радиусу в зоне максимального сжатия. Если логарифм не очень велик, $\ln(l/r_0) \sim 3-4$, то $E_{\text{ст}} \sim 100 I \beta \text{ эВ}$; здесь I — ток в амперах, $\beta = v_0/c$ — отношение скорости дрейфа к скорости света. $E_{\text{ст}}$ представляет собой максимальную энергию, до которой могут быть ускорены заряды цилиндрическим магнитным поршнем. Схематически процесс ускорения зарядов изображен на рис. 7.

Если длина свободного пробега заряда велика по сравнению с размером области сжатия, то процесс ускорения осуществляется в чистом виде. Заряды отражаются от схлопывающейся магнитной стенки либо до тех пор, пока их движение не окажется параллельным току, либо пока их энергия не превысит граничного значения для данного направления. Если же длина пробега зарядов мала по сравнению с размером области сжатия, то энергия,

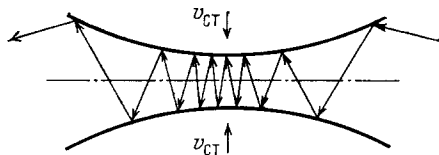


Рис. 7. Магнитное поле тока, сжимающее разряд, — это цилиндрический поршень, схлопывающийся к оси.

Это магнитное поле является движущейся магнитной стенкой, при столкновениях с которой заряды получают энергию и ускоряются. Движение зарядов в процессе ускорения схематически представлено на этом рисунке

получаемая при столкновениях с магнитной стенкой, идет на нагрев плазмы. И только заряды большой энергии (убегающие) окажутся способными покинуть область сжатия.

Описанная картина ускорения зарядов на языке столкновений с магнитной стенкой-поршнем наглядна, но не строга. Все то же самое можно сформулировать в терминах индукционного электрического поля, компонента E_z которого появляется в результате движения магнитного поля H_ϕ в радиальном направлении. Можно строго доказать¹⁵⁹, что энергия, приобретаемая

зарядом при столкновениях с магнитной стенкой, в точности равна энергии, приобретаемой при движении в электрическом поле, появляющемся в результате движения магнитного поля. При адиабатических автомодельных колебаниях пинча индукционное электрическое поле равно¹⁴⁶ $E_z(r, t) = - (2I/c^2 r_0) \dot{r}_0 R(r/r_0)$, где $R(\rho) = [1 - (1 + \rho^2) e^{-\rho^2}]^{1/2}$ — структурный множитель, $r_0(t)$ — колеблющееся со временем значение радиуса шнура. Энергию, приобретаемую зарядом при пролете длины пинча l , можно оценить как $E \sim m_e c^2 (I/I_A) (\dot{r}_0/c) l/r_0$. При отношении $\dot{r}_0/c \sim 10^{-4}$, при токе 150 кА для ускорения до энергии 500 кэВ отношение длины шнура к радиусу должно быть $l/r_0 \sim 10^3$.

В ранних исследованиях пинчей^{8,9,128,158} казалось маловероятным, что разрядный канал может сжаться до долей миллиметра и при этом продолжать сжиматься с большой скоростью. В 1925 г. Капица обнаружил, что при внезапном разряде возникают перенапряжения — электрические поля, превышающие разность потенциалов источника¹⁶⁰. В 1958 г. Трубников¹⁶¹ объяснил ускорение ионов полями, возникающими в результате обрыва токового канала из-за развития перетяжечных неустойчивостей. Применительно к микропинчу в вакуумном диоде ускорение зарядов как результат обрыва тока рассматривалось Фукаи и Клото¹⁶².

В 1975 г. Силиерс, Датла и Грим⁹⁹ обратили внимание, что обрыва тока в действительности не происходит. Происходит небольшое уменьшение тока (до 30%) в тот момент, когда разряд является источником ускоренных зарядов.

Обнаружение микропинча²⁴ и последующие его исследования^{31,32,95-100,153,154} показали, что радиус токового канала в стадии максимального сжатия не превышает нескольких микрон. Пределы разрешения во времени и пространстве современной диагностической техники не позволяют проследить за эволюцией пинча в субмикронетровой области радиусов. В плазменном фокусе также наблюдается сложная внутренняя структура — отдельные сильно сжатые каналы тока^{75-77,130}, а в последнее время образование микропинчевой области было обнаружено и в Z-пинче¹⁵⁵. Отсутствие полного обрыва тока, а также тот факт, что сжатие происходит как минимум до микронетровых радиусов (если и не всего канала, то отдельных его нитей), заставляет снова вернуться к механизму ускорения зарядов индукционным электрическим полем, возникающим при сжатии на ось магнитного поля тока.

С точки зрения электромагнитного коллапса общая картина эмиссионных явлений в пинче выглядит естественно и красиво. При сжатии плазмы до очень малого радиуса в процессе электромагнитного коллапса ускорение зарядов происходит под действием схлопывающегося к оси магнитного поля. Одновременно происходит нагрев зарядов и как результат — появление нейтронов термоядерного происхождения. Термоядерное происхождение нейтронов почти не вызывает сомнений, их источником является сам плазменный канал, а не только и не столько столкновения ускоренных дейтронов с катодом. Вот уже четверть века длится спор, имеют ли дейтроны, участвующие в реакции ${}^2\text{D} + {}^2\text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{n}$, соизмеримые энергии (котел) или энергия ядер одной группы значительно меньше, чем другой (пучок — мишень)¹⁶³. Ускорение дейтронов вдоль оси шнура озн чает, что фактически реализуется ситуация «движущегося котла», т. е. участвующие в ядерных реакциях дейтроны являются одновременно сильно нагретыми и в целом движущимися. Механизмы, приводящие к особым условиям для реакций ядерного синтеза в плотном плазменном фокусе, проанализированы Виталисом^{164,165}.

В возникающее в процессе коллапса рентгеновское излучение значительный вклад дает излучение электронов под действием э.м. поля коллективного взаимодействия. При сильном токе оно сводится к синхротронному излучению электронов в собственном магнитном поле пинча. При сжатии шнура расстояния между уровнями Ландау увеличиваются, и чем сильнее сжат канал тока, тем более жесткие фотоны им испускаются. При сжатии до вырождения электронов энергия испускаемых фотонов попадает в область жесткого рентгеновского излучения. В экспериментах более жесткие кванты испускаются из пространственно меньшей области, чем кванты низкой энергии^{52,166}. Источник более жесткого излучения как бы погружен в область, испускающую менее жесткие кванты. Такая картина согласуется с рассмотренным механизмом рентгеновского излучения, когда энергия кванта растет в процессе сжатия.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время при современном уровне диагностики нельзя сказать, останавливается ли радиационный коллапс после второго сжатия на микрометровых и субмикрометровых размерах пинча или же процесс продолжается до вырождения электронов. Существует точка зрения, что в процессе развития неустойчивостей плазма пинча может прийти к турбулентному состоянию. Вопросы турбулентности и аномальных диссипативных явлений являются предметом пристального изучения^{167,168}. Вместе с тем, в ряде экспериментов пинч проявляет стабильность в течение всей эволюции сильно сжатого состояния^{35,36}. Принципиальных запретов для сжатия пинча до состояния конденсированной материи пока не видно. Но в процессе продвижения ко все меньшим радиусам могут встретиться не известные пока препятствия на пути сжатия. Наша задача — на каждом этапе выявлять и преодолевать препятствия сжатию, и тогда в конечном итоге мы осуществим электромагнитный коллапс в пинчевой системе до вырождения электронов. Главное слабое место успеха — это совершенствование традиционных методов диагностики плазмы и создание принципиально новых методик¹⁶⁹, позволяющих измерять малые радиусы каналов тока за субнаносекундные времена. Интересно предложение Я. Б. Зельдовича — определить радиус коллапсирующего пинча по рассеянию лазерного излучения.

Осуществление электромагнитного коллапса поможет существенно продвинуться в решении термоядерной проблемы. Но практическая значимость реализации коллапса не исчерпывается этой задачей. Приложения очень разнообразны — это и коллективное ускорение тяжелых ионов, и получение мощных кумулятивных струй заряженной и нейтральной материи, и создание мощных источников индуцированного излучения в широком спектральном

интервале от микроволн и видимого света до жесткого рентгеновского и γ -излучения. Понимание процессов в направленных потоках заряженных частиц облегчит решение проблемы передачи энергии на далекие расстояния релятивистскими электронными пучками, позволит построить более совершенные источники тяжелых ионов¹⁷⁰, создать генераторы рентгеновского излучения, работающие по принципу лазеров на свободных электронах¹⁷¹.

Кроме практических приложений, осуществление коллапса имеет и общенаучное значение. Это — уникальная возможность получить и исследовать вещество в таком состоянии, в каком в природе оно встречается разве что в недрах звезд. Проблема электромагнитного коллапса объединяет в себе различные области современной физики — от физики плазмы до физики твердого тела и от эмиссионных явлений до квантовой электродинамики. Уже пройден большой путь, но многое еще предстоит сделать. Цель этой статьи — привлечь внимание физиков различных направлений к проблеме электромагнитного коллапса.

Автор благодарит Я. Б. Зельдовича за проявленный интерес к проблеме и предложение написать данный обзор, Л. П. Питаевского, А. Ф. Андреева, Е. Д. Коропа за обсуждение затронутых здесь вопросов.

Институт физических проблем им. С. И. Вавилова
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kapitza P. L. // Proc. Cambr. Phil. Soc. 1923. V. 21. P. 511; Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1924. V. 105. P. 191; 1925. V. 109. P. 224; 1927. V. 115. P. 658.
2. Сахаров А. Д. // УФН. 1966. Т. 88. С. 725.
3. Верещагин Л. Ф., Яковлев Е. Н. и др. // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 240.
4. Ashcroft N. W. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1748.
5. Stamper J. A., McLean E. A., Ripin B. N. // Ibidem. 1978. V. 40. P. 1177.
6. Bennet W. H. // Phys. Rev. 1934. V. 45. P. 890.
7. Будкер Г. И. // АЭ. 1958. Т. 5. С. 9.
8. Курчатов И. В. // АЭ. 1956. Т. 3. С. 65.
9. Арцимович Л. А., Андрианов А. М. и др. // Ibidem. С. 76.
10. Шафранов В. Д. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат. 1963. — Т. 2. С. 92.
11. Кадомцев Б. Б. // Ibidem. — С. 132.
12. Морозов А. И., Соловьев Л. С. // Ibidem. — С. 3.
13. Bernstein I. B., Friedman E. A. et al. // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1958. V. 244. P. 17.
14. Lundquist S. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 307.
15. Брагинский С. И., Кадомцев Б. Б. // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Изд-во АН СССР, 1958. — Т. 3. С. 300.
16. Хайн К., Лютер А. // Управляемые термоядерные реакции. — М.: Атомиздат. 1960. — С. 165.
17. Pease R. S. // Proc. Roy. Soc. Ser. B. 1957. V. 70. P. 445.
18. Брагинский С. И. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 645.
19. Shearer J. W. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. P. 1426.
20. Winterberg F. // Zs. Phys. Kl. A. 1978. Bd 284. S. 43.
21. Диденко А. Н., Григорьев В. Н., Усов Ю. П. Мощные электронные пучки и их применение. — М.: Атомиздат, 1977.
22. Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С. и др. Физика сильнооточных релятивистских пучков. — М.: Атомиздат, 1980.
23. Девидсон Р. Теория заряженной плазмы. — М.: Мир, 1978.
24. Cohen L., Feldman U. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1968. V. 58. P. 843.
25. Linhard J. G. // Intern. Conference. Asty. — Torino, Italy, 1974.
26. Ромельков В. С., Морозова Т. И., Скворцов Ю. В. // ¹⁵. — Т. 2. С. 170.
27. Филиппов Н. В., Филиппова Т. И., Виноградов В. П. // Nucl. Fusion. Pt. 2. Suppl. 1962. P. 577.
28. Mather J. W. // Phys. Fluids. 1965. V. 8. P. 366.
29. Burkhalter P. G., Dozier C. M., Nagel D. J. // Phys. Rev. Ser. A. 1977. V. 15. P. 700.
30. Lochte-Holtgreven W. // Atomkernenergie. 1976. Bd 28. S. 150.

31. Lee T. N.//*Astrophys. J.* 1974. V. 190. P. 467.
32. Короп Е. Д., Мейерович Б. Э. и др.// *УФН.* 1979. Т. 129. С. 87.
33. Wood R. W.//*Phys. Rev.* 1897. V. 5. No. 1.
34. Вихрев В. В., Брагинский С. И.//¹⁰.—1980. Т. 10. С. 243.
35. Schlachter J. S.//*Proc. of the 3rd Intern. Workshop on Plasma Focus Research*// Eds H. Herold, H. J. Kaeppler.—Stuttgart, 1983.—P. 67.
36. Haines M. G., Dangor A. E. et al.//*Ibidem.*—P. 71.
37. Брагинский С. И., Вихрев В. В.//*ЖТФ.* 1973. Т. 63. С. 2509.
38. Брагинский С. И.//¹⁵.—Т. 1. С. 186.
39. Брагинский С. И., Гельфанд И. М., Федоренко Р. П.//*Ibidem.*—Т. 4, С. 201.
40. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С.//¹⁰.—1974.—Т. 8. С. 164.
41. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С.//*Ibidem.*—1967. Т. 5. С. 394.
42. Колесников Ю. А., Филиппов Н. В., Филипова Т. И.//*Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.*—Beograd. 1966.—V. 2. P. 833.
43. Великович А. Л., Либерман М. А.//*Письма ЖЭТФ.* 1978. Т. 27. С. 449.
44. Meierovich B. E.//*Phys. Rept.* 1982. V. 92. P. 83.
45. Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т.//*ЖЭТФ.* 1975. Т. 69. С. 1783.
46. Векслер В. И.//*АЭ.* 1955. Т. 2. С. 427.
47. Саранцев В. П., Перельштейн Э. А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами.—М.: Атомиздат, 1979.
48. Плютто А. А., Беленсов П. Е. и др.// *Письма ЖЭТФ.* 1967. Т. 6. С. 540.
49. Филиппов Н. В., Филипова Т. И.//*Ibidem.* 1977. Т. 25. С. 262.
50. Коломенский А. А., Рабинович М. С., Файнберг Я. Б.// *УФН,* 1972. Т. 107. С. 326.
51. Коломенский А. А.//*УФН.* 1978. Т. 124. С. 187.
52. Herziger G., Krompholz H. et al.//*Phys. Lett. Ser. A.* 1978. V. 64. P. 390.
53. Winterberg F.//*Phys. Rev. Ser. A.* 1979. V. 19. P. 1356.
54. IEEE J. Quantum, Electron. 1981. V. QE-17. No. 8.—Special Issue on Free-Electron Lasers.
55. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика.—М.: Наука, 1979.
56. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 1.—М.: Наука, 1976.
57. Беляев С. Т., Будкер Г. И.//*ДАН СССР.* 1956. Т. 107. С. 807.
58. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля.—М.: Наука, 1973.
59. Соловьев Л. С.//*Физ. плазмы.* 1984. Т. 10. С. 1045.
60. Бенфорд Г., Бук Д. Л.//*Достижения физики плазмы/Пер. с англ. под ред. М. С. Рабиновича.*—М.: Мир, 1974.—С. 32.
61. Мейерович Б. Э.//*ЖЭТФ.* 1982. Т. 83. С. 1756.
62. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.—М.: Наука, 1982.
63. Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т.//*Элементарные частицы.*—М.: Атомиздат, 1978.—Вып. 2. С. 14.
64. Meierovich B. E.//*Physica. Ser. A.* 1981. V. 105. P. 313.
65. Ляховицкий В. Н., Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т.//*ЖТФ.* 1977. Т. 47. С. 1719.
66. Ляховицкий В. Н. Препринт ИТЭФ-161.—Москва, 1976.
67. Сухоруков С. Т. Препринт ИТЭФ-171.—Москва, 1976.
68. Lawson J. D.//*J. Electron.* 1957. V. 3. P. 587; 1958. V. 5. P. 146; *Plasma Phys.* 1959. V. 1. P. 31.
69. Мейерович Б. Э.//*ЖЭТФ.* 1978. Т. 74. С. 86.
70. Дроздовский А. А.//Препринт ИТЭФ-100.—Москва, 1973.
71. Мейерович Б. Э., Сухоруков С. Т. Препринт ИТЭФ-56.—Москва, 1979.
72. Коваленко В. П., Пергаменщик В. М., Старков В. Н.//*ЖЭТФ.* 1983. Т. 84. С. 2055.
73. Debye P., Hückel E.//*Phys. Zs.* 1923. Bd 24. S. 185.
74. Бабыкин М. В., Бартов А. В. и др.//*Письма ЖТФ,* 1978. Т. 4. С. 1094.
75. Lee R., Lampe M.//*Phys. Lett.* 1973. V. 31. P. 1390.
76. Karetanakos C. A.//*Appl. Phys. Lett.* 1974. V. 25. P. 484.
77. Nardi V., Bostick W. H. et al.// *Phys. Rev. Ser. A.* 1980. V. 22. P. 2211.
78. Segalov Z., Goren Y. et al.//*Appl. Phys. Lett.* 1980. V. 36. P. 812.
79. Molvig K., Benford G., Condit W. C.//*Phys. Fluids.* 1977. V. 20. P. 1125.
80. Weibel E. S.//*Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 2. P. 83.
81. Witalis E. A.//³⁵.—С. 99, 103.
82. Montgomery D., Joyce G., Sugihara R.//*Plasma Phys.* 1968. V. 10. P. 681.
83. James C. R., Vermeulen F.//*Can. J. Phys.* 1970. V. 48. P. 349.
84. Cooper G.//*Phys. Fluids.* 1969. V. 12. P. 2707.
85. Kan J. R.//*J. Plasma Phys.* 1971. V. 6. P. 223.

86. Yu M. Y., Stenflo L., Shukla P. K. // *Radio Sci.* 1972. V. 7. P. 1151.
87. Stenflo L., Yu. M. Y. // *Physica Scripta.* 1973. V. 8. P. 301.
88. Tegeback R., Stenflo L. // *Plasma Phys.* 1975. V. 17. P. 991.
89. Игнатов А. М., Рухадзе А. А. // *Физ. плазмы.* 1982. Т. 8. С. 80.
90. Meierovich B. E. // *Physica Scripta.* 1984. V. 29. P. 494.
91. Cooper L. // *Phys. Rev.* 1956. V. 104. P. 1189.
92. Пашицкий Э. А. // *ЖЭТФ.* 1968. Т. 55. С. 2387.
93. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. *Статистическая физика. Ч. 2.* — М.: Наука, 1978. § 54.
94. Абрикосов А. А. // *ЖЭТФ.* 1961. Т. 41. С. 569.
95. Datta R. U., Griem H. R. // *Phys. Fluids.* 1978. V. 21. P. 505.
96. Negus C. R., Peacock N. J. // *J. Phys. Ser. A.* 1979. V. 12. P. 91.
97. Веретенников В. А., Грибков В. А. и др. // *Физ. плазмы.* 1981. Т. 7. С. 455.
98. Semenov O. G. // ³⁵—С. 95.
99. Cilliers W. A., Datta R. U., Griem H. R. // *Phys. Rev. Ser. A.* 1975. V. 12. P. 1408.
100. Кононов Э. Я., Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В. // *Физ. плазмы.* 1977. Т. 3. С. 663.
101. Александров А. А., Грибков В. А. и др. // *Кр. сообщ. физ. ФИАН СССР.* 1977. Т. 9. С. 26.
102. Гольц Э. Я., Калашников Г. В. и др. // *Конференция по физике УТС.* — Звенигород. 1979; *Phys. Lett. Ser. A.* 1986. V. 115. P. 114.
103. Gullikson R. L., Sahlin H. L. // *J. Appl. Phys.* 1978. V. 49. P. 1099.
104. Decker G., Wienecke R. // *Physica. Ser. C.* 1976. V. 82. P. 155.
105. Кадомцев Б. Б. *Коллективные явления в плазме.* — М.: Наука. 1976.
106. Vuneman O. *Plasma Physics*— N. Y.: McGraw-Hill, 1961.— Ch. 7. P. 209.
107. Benford G. // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 29. P. 1242.
108. Lee E. P. // *Phys. Fluids.* 1978. V. 21. P. 1327.
109. Трубников Б. А. // ¹⁵—Т.1.С. 289.
110. Леонтович М. А. // *Ibidem.* — С. 110.
111. Леонтович М. А., Шафранов В. Д. // *Ibidem.* — С. 207.
112. Шафранов В. Д. // *АЭ.* 1956. Т. 5. С. 38; ¹⁵—Т.2.С.130.
113. Соловьев Л. С. // *Физ. плазмы.* 1982. Т. 8. С. 947.
114. Соловьев Л. С. // *Проблемы теории гравитации и элементарных частиц* // Под ред. К. П. Станюковича. — М.: Энергоиздат, 1982.— Вып. 13. С. 157.
115. Мейерович Б. Э. // *ЖЭТФ.* 1980. т. 79, с. 1282.
116. Meierovich B. E. // *J. Plasma Phys.* 1983. V. 29. P. 361.
117. Meierovich B. E. // *Phys. Rept.* 1984. V. 104. P. 259.
118. Druyvestein M. // *Physica.* 1930. V. 10. P. 69.
119. Давыдов Б. Н. // *ЖЭТФ.* 1936. Т. 6. С. 463; 1937. Т. 7. С. 1069.
120. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. // *УФН.* 1960. Т. 70. С. 201, 393.
121. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.* — М.: Наука, 1973.
122. Гинзбург В. Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме.* — М.: Наука, 1967.
123. Силин В. П. // *ЖЭТФ.* 1963. Т. 44. С. 1271.
124. Соловьев Л. С. // *Физ. плазмы.* 1983. Т. 9. С. 535.
125. Брагинский С. И., Вихрев В. В. *Препринт ИАЭ № 2442.* — Москва, 1974.
126. Брагинский С. И., Мигдал А. Б. // ¹⁵—Т.2. С. 20.
127. Брагинский С. И., Вихреев В. В. // *ТВТ.* 1976. Т. 14. С. 254.
128. Комельков В. С. // *ЖЭТФ.* 1958. Т. 35. С. 16.
129. Кварцхава И. Ф., Кервалидзе К. П. и др. // *Nucl. Fusion.* 1965. V. 5. P. 181.
130. Bostick W. H., Nardi V., Prior W. // *J. Plasma Phys.* 1972. V. 8. P. 7.
131. Anderson O. A., Kukul W. B. // *Phys. Fluids.* 1969. V. 12. P. 2099.
132. Mather J. W., Williams A. H. // *Ibidem.* 1966. V. 9. P. 2080.
133. Колесников Ю. А. // *ЖЭТФ.* 1968. Т. 38. С. 833.
134. Lauritsen C. S., Millican R. A. // *Phys. Rev.* 1928. V. 31. P. 914.
135. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. // *Письма ЖЭТФ.* 1971. Т. 13. С. 7.
136. Соловьев Л. С. *Препринт ИАЭ-3362/1.* — Москва, 1980.
137. Соловьев Л. С. // *Физ. плазмы.* 1980. Т. 6. С. 291.
138. Морозов А. И. // *ЖТФ.* 1967. Т. 37. С. 2147.
139. Ковров П. Е., Морозов А. И. и др. — *ДАН СССР.* 1967. Т. 172. С. 1305.
140. Кислов А. Я., Морозов А. И., Тилинин Г. Н. // *ЖТФ.* 1968. Т. 38. С. 975.
141. Волосов В. И., Пальчиков В. Е., Цельник Ф. А. // *ДАН СССР.* 1968. Т. 181. С. 575.
142. Морозов А. И., Ковров П. Е., Виноградова А. К. // *Письма ЖЭТФ.* 1968. Т. 7. С. 8.

143. Будкер Г. И., Мионов В. В., Рютов Д. Д.//Ibidem. 1971. Т. 14. С. 320.
144. Морозов А. И.//Физ. плазмы. 1975. Т. 1. С. 179.
145. Морозов А. И.//ЖТФ. 1976. Т. 46. С. 968.
146. Felber F. S.//Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 643.
147. Кудиковский А. Г.//ДАН СССР. 1957. Т. 144. С. 284.
148. Коган В. И., Мигдал А. Б.//¹⁵.—Т. 1. С. 172.
149. Мейерович Б. Э.//ЖЭТФ, 1976. Т. 71. С. 1045.
150. Lawson J. D.//J. Nucl. Energy. 1959. V. Cl. P. 31.
151. Вихрев В. В.//Письма ЖЭТФ, 1978. Т. 27. С. 104.
152. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н.//Физ. плазмы. 1982. Т. 8. С. 1211.
153. Веретенников В. А., Полухин С. Н. и др.//Ibidem. 1981. Т. 7. С. 1199.
154. Сидельников Ю. В. Автореферат кандидатской диссертации.—Троицк, ИСАН СССР, 1982.
155. Алиханов С. Г., Васильев В. И. и др.//Физ. плазмы, 1984. Т. 10. С. 1051.
156. Блинные С. И., Имшенник В. С.//Ibidem. 1982. Т. 8. С. 193.
157. Плютто А. А.//ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1589.
158. Anderson O. A., Baker W. R. et al.//Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 1375.
159. Леви Э., Панцер М. Электромеханическое преобразование энергии.—М.: Мир, 1969.
160. Kapitza P. L.//Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1925. V. 109. P. 225.
161. Трубников Б. А.//¹⁵.—Т. 4. С.87.
162. Fukai J., Clothiaux E. J.//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 863.
163. Robouch B. V.//³⁵.—P. 142.
164. Witalis E. A.//Zs. Naturforsch. 1983. Bd 38a. S. 625.
165. Witalis E. A.//Ibidem. S. 949.
166. Welch T. J., Clothiaux E. J.//J. Appl. Phys. 1974. V. 45. P. 3825.
167. Hayd A., Kaerppele H. J. et al. Report IPF-82-7.—Stuttgart, 1982.
168. Kaerppele H. J., Hayd A. et al.//³⁵.—С. 107.
169. Мейерович Б. Э.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 151.
170. Arianer J., Geller R.//Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 1981. V. 31. P. 19.
171. Billardon M., Elleaume P. et al.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1652.
172. Мейерович Б. Э.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С.1646.
173. Мейерович Б. Э.//Физ. плазмы. 1985. Т. II. С. 1446.
174. Великович А. Л., Либерман М. А.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1205.