

## УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В АДИАБАТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

М. С. Иоффе, Б. Б. Кадомцев

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные ловушки — это такие конфигурации магнитного поля, которые длительное время могут удерживать заряженные частицы. Интерес к магнитным ловушкам особенно возрос в связи с поисками возможностей длительного удержания высокотемпературной плазмы с целью осуществления регулируемой термоядерной реакции, и в настоящее время большая часть исследований по магнитным ловушкам проводится по программе управляемого ядерного синтеза.

Принципы создания магнитных конфигураций, обладающих свойствами ловушек, естественно вытекают из общих закономерностей движения заряженных частиц в сильных магнитных полях. Как известно, в сильном магнитном поле заряженные частицы движутся по винтовым траекториям, навивающимся на силовые линии. Поэтому наиболее естественный способ создания таких ловушек состоит в замыкании пучка силовых линий в тор. Именно тороидальное поле и было предложено Сахаровым и Таммом в 1950 г.<sup>1</sup> для удержания высокотемпературной плазмы. Более детальное рассмотрение движения частиц показало, что для ликвидации последствий от так называемого магнитного дрейфа тороидальное поле должно обладать магнитными поверхностями, которые могут быть созданы либо наложением продольного тока<sup>1</sup>, либо с помощью кручения магнитной оси или дополнительных винтовых обмоток, как это было предложено Спитцером<sup>2</sup>.

Но, кроме тороидальных, существует еще один достаточно широкий класс магнитных ловушек, которые носят название адиабатических. В адиабатических ловушках длительное удержание заряженных частиц основано на сохранении поперечного адиабатического инварианта — отношения поперечной энергии частицы к частоте ларморовского вращения. Хотя еще в 1912 г. Штёрмером было показано, что в дипольном магнитном поле существует определенная группа частиц, которые совершают квазипериодическое движение и длительное время удерживаются полем, идея об использовании этого эффекта для удержания высокотемпературной плазмы возникла намного позднее. Она была выдвинута в 1952 г. Будкером<sup>3</sup> и независимо Йорком и Постом (см. <sup>4</sup>). Будкер высказал также опасения по поводу возможной неустойчивости удержания диамагнитной плазмы в поле пробочкой конфигурации. Подробное теоретическое рассмотрение этого вопроса<sup>5,6</sup> показало, что в простейшей осесимметричной адиабатической ловушке плазма действительно должна быть подвержена так называемой желобковой неустойчивости. Однако, несмотря на всю прозрачность теоретической аргументации, экспериментально желобковую

неустойчивость длительное время наблюдать не удавалось. Как выяснилось впоследствии, это было связано с недостаточно чистыми экспериментальными условиями (плазма контактировала со стенками). К 1961 г. одному из авторов обзора с сотрудниками удалось не только четко продемонстрировать наличие желобковой неустойчивости<sup>7,8</sup>, но и застабилизировать ее<sup>9</sup> с помощью дополнительных стержней с током, которые позволили создать конфигурацию магнитного поля с «минимумом  $B$ ».

Установление полного соответствия между теорией и экспериментом в отношении макроскопического поведения плазмы позволило перейти к следующему этапу исследования более тонких по своей физической природе кинетических неустойчивостей. К настоящему времени в этом вопросе также достигнута определенная (хотя и не полная) ясность и появилась возможность подведения некоторого итога накопленной информации. Именно эту цель и преследует настоящий обзор. Поскольку ранее вопросы удержания плазмы в адиабатических ловушках в журнале УФН освещались лишь эпизодически<sup>10-12</sup>, мы сочли целесообразным по возможности полно, хотя и кратко, охватить весь круг проблем, связанных с коллективными процессами в плазме, удерживаемой в адиабатических ловушках.

## 2. УДЕРЖАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ЧАСТИЦ. КУЛОНОВСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

В простейшем варианте адиабатическая ловушка создается двумя одинаковыми коаксиальными катушками,ключенными в одном направлении (рис. 1). При этом магнитное поле между катушками несколько

слабее, чем в плоскости катушек, так что центральная часть поля оказывается заключенной между двумя магнитными «пробками», или «зеркалами», — областями с усиленным полем. Отношение поля в пробках  $B_m$  к полю в центральной части ловушки  $B_0$  принято называть пробочным, или зеркальным, отношением:  $a = B_m/B_0$ .

Если электрическое поле отсутствует, то при движении заряженной частицы в магнитном поле ее скорость  $v$  остается постоянной (сила Лоренца, будучи перпендикулярной к  $v$ , работы не совершает). Кроме того,

в сильном магнитном поле, когда лармировский радиус  $\rho = v_{\perp}/\omega_B$  ( $v_{\perp}$  — поперечная по отношению к  $B$  компонента скорости,  $\omega_B = eB/mc$  — лармировская частота,  $e$  — заряд частицы,  $m$  — ее масса,  $c$  — скорость света) значительно меньше характерной длины изменения магнитного поля, сохраняется также величина

$$\mu = mv_{\perp}^2/2B. \quad (2,1)$$

Эта величина, имеющая также смысл магнитного момента лармировского кружка, представляет собой адиабатический инвариант квазипериодического движения<sup>13-15</sup>.

Поскольку  $\mu = \text{const}$ , при приближении заряженной частицы к пробке поперечная компонента скорости  $v_{\perp}$  возрастает, а так как

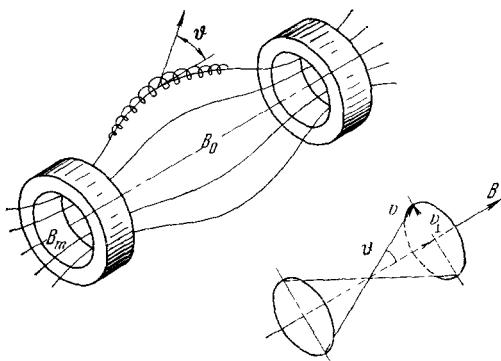


Рис. 1.

$v = \text{const}$ , то при этом продольная компонента скорости убывает и при достаточно большом  $\alpha$  она может обратиться в нуль. В этом случае частица отразится от магнитной пробки.

Введем в рассмотрение угол  $\vartheta$ , составляемый вектором скорости с направлением магнитного поля  $B$ . Он равен  $(\pi/2) - \psi$ , где  $\psi$  — так называемый шаговый или питч-угол. Нетрудно видеть, что магнитная пробка отражает только те частицы, для которых в центральной части ловушки

$$\sin \vartheta > \alpha^{-1/2} = (B_0/B_m)^{1/2}. \quad (2,2)$$

Все частицы с углом  $\vartheta$  меньше  $\vartheta_0 = \arcsin [(B_0/B_m)^{1/2}]$  попадают в «запретный конус» направлений и вылетают из ловушки. Таким образом, адиабатическая ловушка удерживает не все частицы, а лишь те, которые находятся внутри разрешенного конуса направлений.

Удерживаемые ловушкой частицы совершают сравнительно быстрые колебания между точками отражения и при этом медленно переходят с одной силовой линии на другую, испытывая так называемый магнитный дрейф. Скорость этого дрейфа имеет порядок величины  $v_m \sim \nu_0 R$ , где  $\rho$  — ларморовский радиус,  $R$  — радиус кривизны силовой линии. В осесимметричной ловушке (см. рис. 1) частицы дрейфуют по азимуту, причем для частиц, которые большую часть времени проводят в области, где поле убывает в радиальном направлении, направление дрейфа совпадает с направлением ларморовского вращения, и лишь для малой доли частиц, испытывающих отражения вблизи плоскости катушек, где поле возрастает с ростом радиуса, знак дрейфа противоположен. В магнитных полях более сложной конфигурации частицы дрейфуют таким образом, что сохраняется их продольный адиабатический инвариант

$$I = \oint m v_{\parallel} dl = (2m)^{1/2} \oint \left( \frac{mv^2}{2} - \mu B \right)^{1/2} dl. \quad (2,3)$$

При этом скорость дрейфа пропорциональна градиенту от  $I$  и направлена перпендикулярно к нему<sup>17-19</sup>. Таким образом, условие  $I = \text{const}$  определяет дрейфовую поверхность для каждой данной частицы. В полях сложной конфигурации дрейфовые поверхности для разных частиц могут довольно сильно расходиться друг от друга. Заметим еще, что при медленных по сравнению с дрейфовым вращением изменениях магнитной конфигурации сохраняется еще один, третий, адиабатический инвариант — магнитный поток  $\Phi$  через дрейфовую поверхность<sup>18</sup>.

Величина  $\mu$ , как и все адиабатические инварианты, сохраняется, вообще говоря, лишь с экспоненциальной точностью<sup>13-16,20</sup>. Поэтому прежде всего возникает чисто практический вопрос — хватает ли достижимого в лабораторных условиях времени сохранения адиабатического инварианта для того, чтобы имело смысл использовать адиабатическую ловушку для длительного удержания частиц? Этот вопрос был тщательно исследован во многих экспериментах. Наиболее убедительные, по-видимому, результаты были получены в экспериментах Гибсона<sup>21</sup> и Родионова<sup>22</sup>, в которых исследовалось удержание  $\beta$ -частиц. Было показано, что  $\beta$ -частицы удерживаются в течение более чем  $10^7$  пролетов между пробками, что, безусловно, вполне достаточно для длительного удержания частиц.

Более поздние эксперименты<sup>23-25</sup> по измерению зависимости времени жизни электронов в адиабатической ловушке от параметра  $\varepsilon = \max(\rho |\nabla B| / B)$  (max означает максимальное значение на траектории) обнаружили ряд тонкостей, которые качественно согласуются с развитыми к настоящему времени теоретическими представлениями<sup>26-28</sup>.

Вопрос о сохранении адиабатического инварианта заряженной частицы при движении в ловушке с магнитными пробками является частным случаем более общей проблемы устойчивости движения в целом в классической механике. В последние годы благодаря работам Колмогорова, Арнольда и Мозера в этой области был достигнут существенный прогресс (см. <sup>26</sup>). Развитие этих и аналогичных идей на отдельных моделях в духе тех методов, которые обычно используются в физике, и применение их к различным частным случаям было произведено Чириковым, который, в частности, проанализировал и вопрос о движении частицы в адиабатической ловушке <sup>27</sup>. Кратко соответствующие результаты можно резюмировать следующим образом.

Рассмотрим ловушку с аксиальной симметрией типа рис. 1 и будем считать параметр  $\varepsilon = \max(\rho |\nabla B| / B) \ll 1$ . Тогда, если пренебречь экспоненциально малым по  $\varepsilon$  несохранением адиабатического инварианта и считать  $\mu$  строго постоянным, движение частицы будет двоякопериодическим — она вращается по азимутальному углу в пространстве скоростей с циклотронной частотой и совершает колебания между пробками с частотой  $\Omega$ . По порядку величины  $\Omega \sim v/L$ , где  $L$  — длина ловушки, так что при  $\varepsilon \ll 1$  частота  $\Omega \ll \omega_B$ . Введем в рассмотрение среднюю частоту  $\bar{\omega}_B$  за один период колебаний по длине. Если  $\bar{\omega}_B$  соизмерима с  $\Omega$ , т. е.  $\bar{\omega}_B = m\Omega/n$  (где  $m, n$  — целые числа), то движение частицы является периодическим (не учитывая ее движения вокруг оси симметрии), если несоизмерима — то условно или квазипериодическим.

Учтем теперь экспоненциально малое несохранение адиабатического инварианта на каждом пролете по длине как малое возмущение (заметим, что фактически оно происходит при прохождении минимума  $B$  <sup>20</sup>). Возникает вопрос: как будет «работать» это возмущение на очень многих пролетах? Оказывается, что если частоты  $\bar{\omega}_B$  и  $\Omega$  соизмеримы, то всегда найдется резонансная гармоника возмущения, которая будет перекачивать энергию из продольной компоненты в поперечную и обратно. Другими словами, возникает медленное «дрожание» адиабатического инварианта. При не очень малых  $\varepsilon$  амплитуда этих колебаний может оказаться достаточной для перескока с одного резонанса на один из соседних, соответствующий другой паре целых чисел  $m, n$  ( $\bar{\omega}_B = m\Omega/n$ ). При таком перекрытии резонансов изменение  $\mu$  принимает характер случайного блуждания — процесс становится стохастическим, за исключением, быть может, отдельных «островков» вблизи тех периодических движений (с соизмеримыми частотами), где усредненное значение возмущения случайно обращается в нуль.

При уменьшении  $\varepsilon$  в силу экспоненциальной малости возмущения перекрытия резонансов не происходит, и при достаточно малом  $\varepsilon$ , как было строго доказано Арнольдом <sup>28</sup>, в ловушке с аксиальной симметрией адиабатический инвариант сохраняется вечно. Точнее говоря, вблизи значений  $\mu$ , соответствующих соизмеримым частотам  $\bar{\omega}_B$  и  $\Omega$ , величина  $\mu$  может совершать небольшие колебания, однако соответствующие области разделены значениями  $\mu$  с несоизмеримыми частотами, где  $\mu = \text{const}$ , так что в любом случае на большую величину адиабатический инвариант измениться не может. Если осевая симметрия отсутствует, то вывод о вечном сохранении инварианта  $\mu$  теряет силу — даже при очень малых  $\varepsilon$  оказывается возможной «диффузия»  $\mu$  <sup>27,28</sup>. Однако и при этом можно ожидать значительно лучшего сохранения адиабатического инварианта, чем предсказывает экспоненциальная зависимость <sup>27</sup>.

Результаты экспериментального исследования движения электронов в магнитной ловушке качественно согласуются с теоретическими представлениями. На рис. 2 приведена заимствованная из работы <sup>23</sup> экспериментальная зависимость времени жизни от магнитного поля. Как мы видим, при

умеренных  $B$  время жизни зависит от величины магнитного поля экспоненциально, а затем зависимость становится значительно более крутой и ограничивается лишь давлением нейтрального газа (рассеяние на атомах нейтрального газа переводит электроны в запретный конус).

Критическое значение магнитного поля, при котором происходит излом зависимости  $\tau(B)$ , соответствует  $\epsilon \approx 0,04$ . Этот результат можно было бы интерпретировать как указание на вечное сохранение адиабатического инварианта при малых  $\epsilon$ , но точнее следует говорить<sup>29</sup> о переходе к более крутой зависимости  $\tau(B)$ , поскольку аналогичное явление наблюдается и в отсутствие осевой симметрии (кроме того, в любом эксперименте всегда имеется малая асимметрия). При малых  $B$  также наблюдается зависимость  $\tau$  от давления<sup>25</sup>, что можно интерпретировать как указание на существование «островков» устойчивости. Непосредственным доказательством влияния резонансов на движение частиц в ловушке являются экспериментально наблюдаемые провалы в энергетическом спектре частиц в ловушке, соответствующие как раз резонансам между ларморовским вращением и продольными колебаниями.

Таким образом, как теория, так и эксперимент показывают, что одиночные заряженные частицы весьма эффективно удерживаются адиабатической ловушкой. При переходе от одиночных частиц к разреженной плазме удержание становится менее совершенным, поскольку в игру вступают взаимодействия между частицами.

Простейшим видом взаимодействия являются парные кулоновские столкновения. Частицы, рассеиваясь при взаимных столкновениях, могут рано или поздно попасть в опасный конус и вылететь через пробки. Этим определяется верхний предел для времени удержания плазмы в адиабатических ловушках. Если к тому же в плазме существуют коллективные явления в форме тех или иных неустойчивостей, время удержания может оказаться существенно меньшим, так как частицы могут интенсивно рассеиваться и перемещаться в полях, связанных с неустойчивостями.

С этой точки зрения следует говорить о двух типах плазменных потерь из ловушки: о «классических» потерях — вследствие кулоновского рассеяния и об аномальных потерях — под действием неустойчивостей.

Что касается кулоновского рассеяния, то оно в основном вызывается «далекими» столкновениями, т. е. такими, которые сопровождаются рассеянием на малые углы. Благодаря дальнодействию кулоновских сил потеря частицами своего направленного импульса происходит гораздо быстрее в результате многократных «далеких» столкновений, нежели за счет более редких «близких» столкновений, при которых сильное отклонение происходит в единичном акте соударения. Эта особенность кулоновского взаимодействия позволяет сформулировать задачу о классических потерях через пробки как задачу о вычислении диффузионного потока в пространстве скоростей через поверхность «запретного конуса». Такая задача решалась Будкером<sup>3</sup> и Джаддом и др.<sup>29</sup> при определенных предположениях о функции распределения ионов по скоростям. Конечный

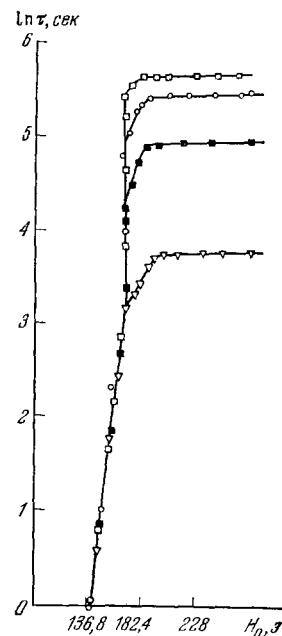


Рис. 2. Зависимость времени жизни электронов в ловушке от магнитного поля при разных давлениях газа<sup>29</sup>.

результат может быть представлен в виде простого соотношения<sup>30</sup>

$$\tau_{ki(e)} = k \bar{\tau}_{i(e)} \lambda(\alpha); \quad (2,4)$$

здесь  $\tau_{ki(e)}$  — среднее время удержания ионов (электронов) в ловушке,  $k$  — численный множитель порядка единицы,  $\bar{\tau}_{i(e)}$  — среднее время потери ионами (электронами) направленного импульса,  $\lambda(\alpha)$  — функция пробочного отношения, точный вид которой зависит от распределения по скоростям инжектируемых в ловушку ионов; для реалистически выбранных распределений она может быть аппроксимирована выражением  $\lambda(\alpha) = \lg \alpha$ . Это показывает, между прочим, что изменение пробочного отношения относительно слабо влияет на длительность удержания.

Приведенное соотношение еще не характеризует полностью времени удержания плазмы. Ионы и электроны рассеиваются с разной скоростью:  $\tau_i \sim M^{1/2} T_i^{3/2}$ , а  $\tau_e \sim m^{1/2} T_e^{3/2}$  ( $T_i, T_e$  — температура ионов, электронов,  $M, m$  — их массы). Поэтому в плазме в области пробок должно возникнуть амбиполярное электрическое поле, которое выравнивает потоки частиц обоих знаков, покидающих плазму, и обеспечивает ее квазинейтральность. Этот дополнительный эффект приводит к тому, что время удержания плазмы может оказаться заметно меньше, чем наибольшее из времен  $\tau_{ki}$  или  $\tau_{ke}$ . Так, согласно расчетам Фаулера и Рэнкин<sup>31</sup>, для плазмы с термоядерными параметрами время удержания должно уменьшиться в 2–3 раза по сравнению с  $\tau_{ki}$  (в такой плазме  $\tau_{ki} \gg \tau_{ke}$ ). Влияние амбиполярного поля на удержание плазмы рассматривалось также в работах<sup>32–34</sup>.

Экспериментальные сведения о классических потерях плазмы в адабатических ловушках довольно ограничены и относятся в основном к плазме с холодными ионами и очень энергичными электронами ( $T_e \sim 10^3 - 10^5$  эВ).

В условиях, когда отсутствуют плазменные неустойчивости, наблюдалось удержание быстрых электронов в плазме с плотностью  $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$  в течение сотых и десятых долей секунды (см., например,<sup>35,36</sup>). По порядку величины эти времена соответствуют временам кулоновского рассеяния быстрых электронов.

В многочисленных исследованиях с ионно-горячей плазмой до сих пор не удавалось выделить кулоновские потери на фоне более интенсивных потерь из плазменных неустойчивостей или перезарядки ионов. Лишь в последних экспериментах на английской установке MTSE-II<sup>37</sup>, на которой изучалось удержание плотной плазмы с горячими ионами ( $n \sim 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_i = 2$  кэВ), кулоновские столкновения выступили на первый план. Время удержания в этих экспериментах, правда, было невелико — всего лишь несколько сотен микросекунд, — и оно определялось, по-видимому, остыванием ионов на холодной плазме, подтекавшей к ловушке со стороны инжектора.

В подавляющем большинстве других экспериментов основным препятствием к длительному удержанию плазмы служат неустойчивости. Именно поэтому изучение плазменных неустойчивостей и связанных с ними физических явлений представляет наибольший интерес и занимает главное место в теоретических и экспериментальных исследованиях.

### 3. ЖЕЛОБКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ

Плазма, удерживаемая в адабатической ловушке, является крайне неравновесной в термодинамическом смысле, и поэтому она может быть подвержена целому ряду неустойчивостей. Одна из этих неустойчивостей — наиболее грубая и опасная — была предсказана теоретически

Розенблютом и Лонгмайром<sup>5</sup> и одним из авторов настоящего обзора<sup>6</sup>, хотя в неявной форме она содержалась еще в модельной задаче Крускала и Шварцшильда<sup>38</sup>. Эта неустойчивость получила название *конвективной* или *желобковой*.

Желобковая неустойчивость обусловлена диамагнетизмом плазмы; грубо говоря, плазма должна выталкиваться из магнитного поля, в котором ее пытаются удерживать. В адиабатической ловушке обычного типа (см. рис. 1) магнитное поле ослабевает в радиальном направлении, так что плазма должна выбрасываться на боковые стенки. Поскольку плазма является текучей средой, соответствующий выброс, казалось бы, может протекать самыми различными путями. На самом деле это не совсем так — наличие сильного магнитного поля сильно ограничивает движение плазмы. Чтобы представить себе, как может двигаться плазма в сильном поле, рассмотрим сначала ее отдельный элемент — плазменную трубку 1 (рис. 3). Мы рассматриваем именно трубку, поскольку, если бы в начальный момент

плазма имела вид небольшого сгустка 2, а составляющие ее частицы имели бы довольно широкий разброс по продольным скоростям, плазма очень быстро расширилась бы вдоль магнитного поля. При этом частицы, находящиеся в конусе потерь, вылетели бы из ловушки, а остальные образовали бы рассматриваемую трубку. При дальнейшем движении плазмы быстрые продольные колебания электронов и ионов приведут к тому, что плазменный сгусток все время будет сохранять вытянутую вдоль силовых линий форму. Рассмотрим теперь, как будет двигаться такая трубка.

В основной части плазменной трубы 1 силовые линии магнитного поля выгнуты наружу и магнитное поле убывает к периферии. Вследствие этого каждая заряженная частица выталкивается по радиусу: поперечное движение по ларморовскому кружку создает диамагнитный момент  $\mu$ , на который действует сила выталкивания —  $\mu \nabla B$ , а за счет продольного движения вдоль искривленной линии появляется направленная наружу центробежная сила. В результате средняя сила, отнесенная к одной частице, приближенно оказывается равной  $|F| = T/R$ , где  $T$  — температура или средняя энергия данного сорта частиц (электронов или ионов),  $R$  — средний радиус кривизны силовых линий данной трубы. Под действием этой силы трубка с плотной плазмой должна выбрасываться в радиальном направлении с ускорением  $g_0 = (T_i + T_e)/MR$ , где  $T_i$  — ионная,  $T_e$  — электронная температура, а  $M$  — масса иона.

Однако при не очень большой плотности плазмы (что для адиабатических ловушек не редкость) процесс выталкивания плазмы должен замедляться. В самом деле, отдельные заряженные частицы под действием радиальной силы в сильном поле очень мало смещаются по радиусу — вместо этого они начинают дрейфовать по азимуту со скоростью так называемого магнитного дрейфа  $v_m = cT/eBR$ , так что сила  $F$  уравновешивается силой Лоренца  $ev_m/cB$ . Можно сказать, что заряженные частицы в магнитном поле обладают свойствами гироскопа — они движутся в направлении, перпендикулярном к приложенной силе, со скоростью, пропорциональной этой силе. При этом электроны и ионы аналогичны гироскопам, вращающимся в разные стороны, — они дрейфуют по азимуту

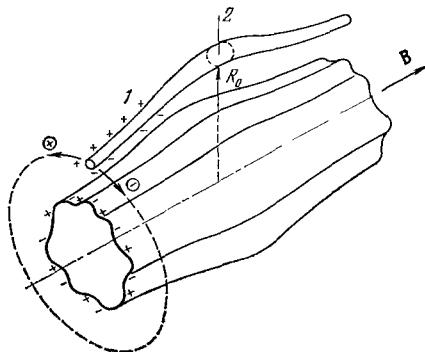


Рис. 3.

в противоположных направлениях. Последнее обстоятельство приводит к тому, что плазменная трубка «поляризуется»: внутри ее возникает разделение зарядов и связанное с ним азимутальное электрическое поле.

По мере увеличения плотности электроны и ионы все больше и больше «связываются» между собой электрическим полем, и плазменная трубка начинает вести себя как диамагнетик. При этом движение по радиусу происходит в конечном счете за счет дрейфа в скрещенных азимутальном электрическом поле и продольном магнитном поле. Из уравнений движения для электронов и ионов плазменной трубки нетрудно показать<sup>40</sup>, что радиальное ускорение  $g$  за счет диамагнитного выталкивания равно

$$g = g_0 \Omega_0^2 / (\Omega_0^2 + \Omega_B^2), \quad (3.1)$$

где  $\Omega_0^2 = 4\pi e^2 n_0 / M$  — квадрат плазменной (лэнгмюровской) частоты для ионов,  $\Omega_B = eB/Mc$  — циклотронная частота,  $n_0$  — плотность ионов,  $g_0 = (T_i + T_e)/MR$ . Отсюда видно, что при  $\Omega_0 < \Omega_B$  процесс выталкивания плазменной трубки из ловушки замедляется.

Именно эффект выталкивания диамагнитной плазмы и лежит в основе желобковой неустойчивости. Эта неустойчивость проявляется в том, что при малом возмущении поверхности азимутально-симметричного сгустка плазмы должны появляться и нарастать во времени вытянутые вдоль силовых линий «языки», с желобками между ними (см. рис. 3) и плазма должна выбрасываться к периферии. Характерный инкремент нарастания желобковых возмущений  $\gamma$  имеет порядок величины  $\gamma \sim (g/a)^{1/2}$ , где  $a$  — поперечный размер плазменного сгустка.

Несмотря на крайнюю простоту физического механизма желобковой неустойчивости и весьма убедительное ее теоретическое обоснование, экспериментально обнаружить и исследовать ее довольно долго не удавалось. Это создавало чувство неуверенности в правильности теоретических представлений. Поскольку в особенности устойчивой казалась плазма с горячими электронами, высказывались даже мнения, что вывод о желобковой неустойчивости по каким-то неведомым причинам к плазме с горячими электронами неприменим.

Первые эксперименты, которые совершенно четко и убедительно продемонстрировали наличие желобковой неустойчивости, были выполнены на установке «Ионный магнетрон»<sup>7,41</sup> в 1959—1960 гг.

На этой установке изучалось удержание плазмы с горячими ионами, создаваемой путем ускорения ионов радиальным электрическим полем. Поле прикладывалось между шнуром холодной плазмы, проходящим по оси ловушки, и металлическими стенками вакуумной камеры в виде одиночного импульса длительностью 30 мксек. По окончании импульса и одновременном прекращении «подачи» холодной плазмы ловушка оказывалась заполненной высокотемпературной плазмой с плотностью  $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ , средней энергией ионов  $\approx 1 \text{ кэВ}$  и температурой электронов  $\approx 20 \text{ эВ}$ . Далее исследовался свободный распад такой плазмы.

В случае отсутствия каких-либо неустойчивостей распад должен был бы определяться перезарядкой быстрых ионов на остаточном газе. В условиях этих экспериментов время перезарядки составляло несколько миллисекунд.

Однако измерения зависимости плотности плазмы от времени по потоку нейтралов перезарядки показали, что распад протекает с существенно меньшим характерным временем  $\sim 10^{-4} \text{ сек}$ , т. е. имели место аномально большие потери плазмы, значительно превышающие перезарядочные. Непосредственными измерениями токов, текущих из плазмы на стенки камеры, было показано, что плазма гибнет на боковых стенках

камеры. Было установлено также, что поток плазмы на отдельные элементы стенки носит характер нерегулярных во времени выбросов, хорошо скоррелированных вдоль магнитных силовых линий. Другими словами, плазма выбрасывалась на стенку в виде отдельных «языков», простирающихся на всю длину ловушки.

Все эти факты прямо и недвусмысленно свидетельствовали о желобковой природе неустойчивости, вызывающей потерю плазмы. Однако оставался не вполне ясным сам механизм переноса плазмы. Дело в том, что экспериментально измеренное время удержания во много раз превышало теоретически предсказанное время развития неустойчивости, да и его зависимость от напряженности поля и энергии ионов была совсем другой. Эти вопросы получили разрешение в рамках представлений о турбулентной конвекции плазмы<sup>40</sup>.

Чтобы представить себе механизм переноса плазмы на боковые стенки, следует учесть, что соприкасающаяся с металлической стенкой плазменная трубка не может сразу погибнуть. Это связано с тем, что в тонком пристеночном слое плазмы с толщиной порядка среднего ларморовского радиуса ионов  $r$  поперечные электрические поля должны быть очень малы: из этого слоя избыточные ионы могут сравнительно свободно уходить на боковые стенки, а электроны — вдоль силовых линий, так что флюктуации заряда рассасываются. А это и означает, что вблизи стенки движение плазмы по радиусу должно притормаживаться — ведь оно связано с азимутальной компонентой электрического поля, которая вблизи стенки (а тем более на самой стенке) должна отсутствовать. Вследствие этого перенос плазмы на стенку принимает характер конвекции — приходящие к стенке трубы могут потерять только часть своей плазмы, а после этого они будут вытеснены внутрь ловушки другими, более плотными трубками. Если обозначить через  $\xi$  долю теряемой при соприкосновении со стенкой плазмы, то вблизи стенки следует ожидать флюктуаций плотности  $n' \sim \xi n_0$ , где  $n_0$  — средняя плотность. Вблизи самой стенки перенос плазмы при турбулентной конвекции производится пульсациями минимального масштаба  $\lambda_\perp \sim r$ . Скорость этих пульсаций  $v'$  возникает за счет архимедовой силы всплыивания обедненных плазмой трубок и определяется балансом кинетической и потенциальной энергий:  $v'^2 \sim n' \lambda_\perp g / n_0 \sim \xi p g$ . Следовательно, поток плазмы на стенку  $q = -\langle n' v' \rangle = A \xi^{3/2} n_0 (p g)^{1/2}$ , где  $A$  — численный коэффициент порядка единицы. По мере удаления от стенки на расстояние  $x$  в игру вступают пульсации все большего масштаба вплоть до  $\lambda_\perp \sim x$ , так что эффективный коэффициент диффузии быстро возрастает и плотность в глубине ловушки будет близка к плотности вблизи стенки. Поэтому в выражении для  $q$  под  $n_0$  можно подразумевать среднюю плотность в ловушке, переопределив соответствующим образом константу  $A$ . Отсюда, зная радиус камеры  $a$ , с учетом (3,1) находим время жизни  $\tau = \pi a^2 n_0 / 2 \pi a q$ :

$$\tau = C a (M R / T_0)^{1/2} [1 + (\Omega_B^2 / \Omega_0^2)]^{1/2}, \quad (3,2)$$

где  $T$  — средняя энергия ионов,  $C$  — численный множитель порядка единицы при  $\xi = \text{const} \sim 1/2$ .

Выражение (3,2) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными по измерению времени жизни плазмы. В качестве примера можно привести сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей времени жизни от плотности (рис. 4). На рис. 5 приведено распределение плотности по радиусу, из которого видно, что плазма действительно «выливается» на периферию ловушки и притормаживается около внешней стенки.

Дальнейшее экспериментальное подтверждение представлений о турбулентной конвекции разреженной плазмы было получено при более детальном изучении пространственных и временных характеристик плазменных пульсаций<sup>8</sup>. Такие сведения были получены с помощью системы

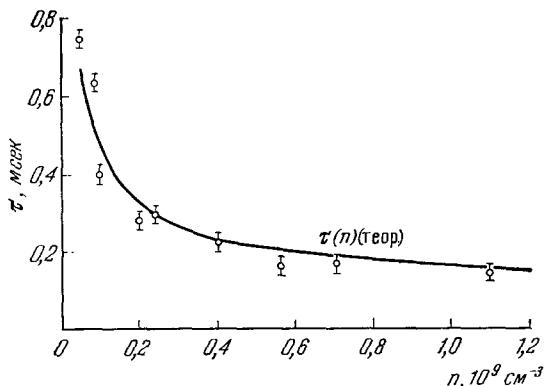


Рис. 4. Экспериментальная и теоретическая зависимости времени жизни плазмы (за вычетом перезарядочных потерь) от плотности<sup>8</sup>.

миниатюрных лэнгмюровских зондов, не вносящих заметных возмущений в плазме. О локальных колебаниях плотности плазмы можно судить по колебаниям ионного тока насыщения на соответствующий зонд,

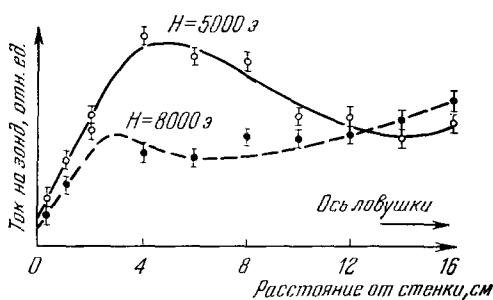


Рис. 5. Радиальное распределение плотности плазмы<sup>8</sup>.

поля) 3–4 см, которые близки к

По мере перехода к более глубоким слоям плазмы амплитуда мелкомасштабных пульсаций, как и следовало ожидать, резко убывает и остается лишь низкочастотная составляющая, связанная с пульсациями масштаба порядка поперечных размеров ловушки. В центральной области ловушки наблюдается очень слабая низкочастотная модуляция зондовых сигналов, что указывает на отсутствие здесь значительных возмущений плотности. Такая картина качественно хорошо согласуется с моделью турбулентного переноса плазмы поперек магнитного поля. При уменьшении плотности, когда  $\Omega_0$  становится меньше  $\Omega_B$ , следует ожидать замедления процесса конвекции, что и наблюдается экспериментально, как показано на рис. 6.

Желобковая неустойчивость наблюдалась также в разреженной плазме на установках со стационарной инжекцией высокoenергичных пучков заряженных и нейтральных частиц: «Огра-І»<sup>42</sup>, «Феникс»<sup>43</sup>, «Алиса»<sup>44</sup>. В этих установках можно плавно изменять плотность плазмы, и поэтому

а по корреляции токов на несколько зондов, удаленных друг от друга на известные расстояния, можно оценить размеры плазменных неоднородностей. Было выяснено, что в пристеночной области плазмы существует широкий спектр глубоко промодулированных нерегулярных колебаний длительностью от нескольких микросекунд до десятков микросекунд. Высокочастотной части спектра отвечают наиболее мелкомасштабные пульсации с размерами (поперек ларморовскому диаметру ионов.

они дают возможность получить дополнительную информацию об изменении характера проявления желобковой неустойчивости с изменением плотности.

Ясно, что при очень малой плотности, когда электрические поля, возникающие при разделении зарядов, слишком малы, чтобы связать электроны и ионы, желобковая неустойчивость должна отсутствовать. Соответственно, должны наблюдаться две ветви колебаний — с частотой магнитного дрейфа ионов  $\Omega_m$ , отвечающая возмущению пространственного распределения ионов, и с нулевой частотой, соответствующая возмущению электронного облака (предполагается, что магнитный дрейф холодных электронов пре-небрежимо мал)<sup>45</sup>. По мере повышения плотности колебания электронного и ионного облаков начинают связываться между собой, соответственно частоты двух ветвей сближаются и при некоторой критической плотности они совпадают между собой и оказываются равными  $\Omega_v/2$ <sup>40, 45, 46</sup> ( $\Omega_m$  — частота магнитного дрейфа ионов). Начиная с этой плотности в плазме должна развиваться желобковая неустойчивость минимальной моды  $m = 1$ . Критическая плотность приближенно отвечает равенству<sup>45</sup>

$$r_d \approx (aR)^{1/2}, \quad (3,3)$$

где  $r_d = v/\Omega_0$  — дебаевский радиус,  $a$  — радиус плазменного сгустка,  $R$  — средний радиус кривизны силовых линий.

Критическая плотность зависит, кроме того, от величины раскомпенсации электронного и ионного зарядов<sup>45, 47</sup> и от распределения электрического поля по радиусу, которое может приводить к вращению<sup>48, 49</sup>.

При не очень большом превышении плотности плазмы над критической естественно ожидать<sup>50, 51</sup> установившихся колебаний с конечной амплитудой — аналога ламинарной конвекции обычной жидкости. Все эти теоретические соображения качественно (но, к сожалению, не всегда количественно) согласуются с экспериментальными данными.

На «Огре-І» в плазме с плотностью  $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ , образованной при инъекции 160-кэВ'ных ионов  $H_2^+$ , зарегистрированы интенсивные низкочастотные колебания плотности, локализованные в основном в поверхностном слое и синфазные вдоль магнитных силовых линий. Из фазовых измерений на разных азимутах следует, что колебания соответствуют вращению деформированного плазменного цилиндра с главной модой деформации  $m = 1$ , что и следовало ожидать при малых плотностях. Частота колебаний заключена в интервале от нескольких кгц до десятков кгц. В большинстве режимов инъекции она определяется не только неоднород-

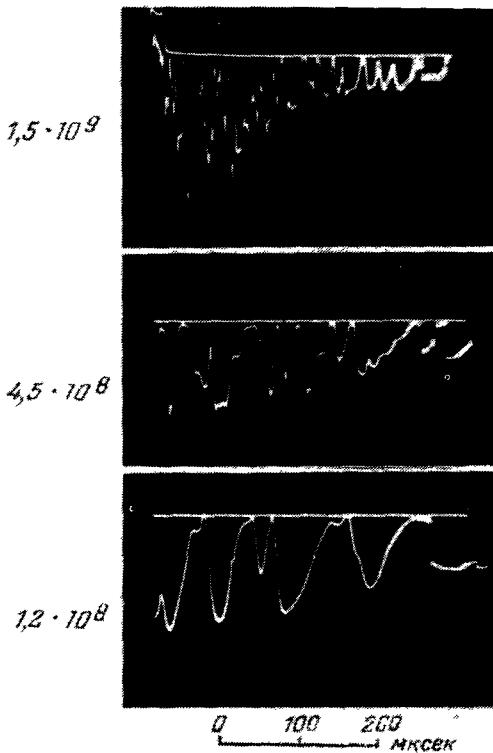


Рис. 6. Изменение частоты плазменных пульсаций с уменьшением плотности<sup>8</sup>.

ностью магнитного поля, но и радиальным электрическим полем, которое существует в плазме из-за неполной компенсации положительного заряда ионов электронами.

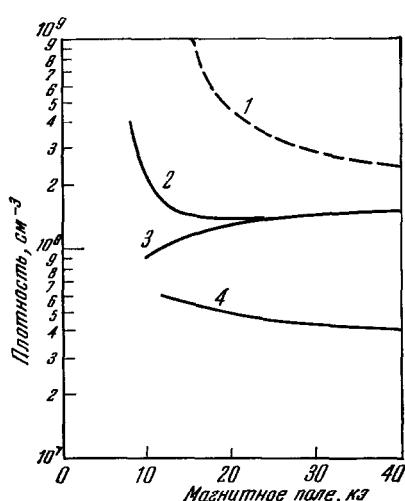


Рис. 7. Пороговые плотности, при которых возникает желобковая неустойчивость, в зависимости от магнитного поля<sup>52</sup>.

1 — экспериментальные данные установки «Феникс»<sup>48</sup>; 2 — результаты численных расчетов, учитывающих стабилизирующий эффект конечного ларморовского радиуса; 3 — то же, но без учета эффекта конечного ларморовского радиуса; 4 — результаты расчетов Куо и др.<sup>48</sup> для цилиндрической геометрии.

никс» и «Алиса», в которых плазма создавалась при возбуждении нейтральных атомов Н<sup>0</sup>. На «Фениксе» при плотности выше  $\sim 10^8 \text{ см}^{-3}$  наблюдалась низкочастотная колебательная неустойчивость, имеющая форму желобкового типа с  $m = 1$ . Как правило, их частота близка к  $\Omega_m/2$ , но иногда она падала до меньших значений, и в этом случае она была пропорциональна плотности. Экспериментальные данные по зависимости пороговой плотности, при которой возбуждаются желобковые колебания, от магнитного поля все же заметно отличаются от вычисленной<sup>52, 53</sup> с учетом конечности ларморовского радиуса, геометрии и степени раскомпенсации зарядов (рис. 7). Возможно, это связано с недостаточно точным учетом дифференциального вращения плазмы<sup>49, 48</sup> при расчете теоретической зависимости для критической плотности от поля.

Результаты, полученные на «Алисе», во многом аналогичны данным, полученным на «Фениксе». Здесь также наблюдались две моды колебаний:

(Сильное нарушение квазинейтральности вызывается, по-видимому, повышенным уходом электронов вследствие раскачки в анизотропной плазме ионно-циклotronных волн.) В результате, к частоте магнитного дрейфа ионов добавляется частота вращения всей плазмы в скрещенных Е- и В- полях; это и определяет наблюдаемую линейную зависимость частоты от потенциала плазмы.

При совсем малых токах инжектируемого пучка, когда плотность плазмы не превышает  $10^6 \text{ см}^{-3}$  и электрические поля малы, частота желобковых колебаний близка к  $\Omega_m/2$ . После выключения пучка в ходе распада плазмы колебания затухают и полностью прекращаются при плотности  $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ , отвечающей критической плотности для желобковой неустойчивости (3,3).

На «Огрэ-И» наблюдался также эффект улучшения устойчивости плазмы при раскомпенсации электронного и ионного зарядов в соответствии с теоретическими выводами<sup>48</sup>.

Качественно подобные результаты были получены и на установках «Феникс».

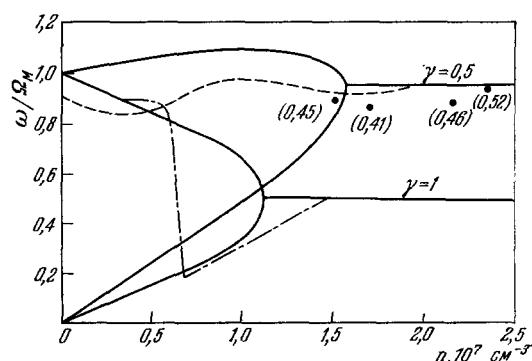


Рис. 8. Зависимость частоты дрейфовых колебаний от плотности ионов.

Теоретические кривые (сплошные линии) приведены для двух значений степени раскомпенсации  $\gamma$ ; экспериментальные кривые (штриховая и штрих-пунктирная линии) получены во время распада плазмы<sup>44</sup>.

с частотой, пропорциональной плотности и не зависящей от плотности (рис. 8). Иногда первая мода неожиданно перескакивает на вторую и эта последняя продолжает существовать вплоть до очень малых плотностей. Как видно из рис. 8, моды с частотой, растущей с плотностью, можно интерпретировать как электронную ветвь колебаний, а не зависящие от плотности колебания, по-видимому, соответствуют третьей ветви (ионной), которая, как было показано в работе Вармы<sup>54</sup>, может иметь место в плазме с монохроматическим распределением ионов по скоростям (см. также<sup>55</sup>, где проводится более подробный анализ третьей ветви, и<sup>56</sup>).

#### 4. МЕТОДЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В настоящее время можно указать три различных способа стабилизации желобковой неустойчивости в открытых адиабатических ловушках.

Первый и наиболее прямой из них состоит в видоизменении конфигурации магнитного поля таким образом, чтобы напряженность поля возрас-  
тала во всех направлениях от области, занятой плазмой, т. е. не только в продольном направлении, как это имеет место в обычной ловушке, но и по радиусу. Такие конфигурации, получившие название «минимум  $B$ », в принципе исключают возможность возникновения желобковой неустойчивости, так как при удалении от границы плазмы наружу всюду в пределах ловушки обеспечивается нарастание магнитного поля и, следова-  
тельно, диамагнитная плазма находится в потенциальной яме.

Два других способа стабилизации основаны на подавлении поляризационных электрических полей, возникающих в плазме из-за магнитного дрейфа ионов и электронов в неоднородном поле обычной ловушки. В одном случае это достигается путем создания достаточно хорошей проводимости между удерживаемой плазмой и эквипотенциальными металлическими электродами, расположенными вне ее — по торцам за пробками. В другом случае поля подавляются с помощью специальной системы электрородов, размещаемых вокруг плазмы и не находящихся с ней в непосредственном электрическом контакте; между электродами создаются в каждый данный момент времени искусственно (автоматически) электрические поля, противоположные по направлению полям в плазме и препятствующие тем самым нарастанию начальных желобковых возмущений.

Рассмотрим подробнее каждый из этих способов и полученные с их помощью экспериментальные результаты.

##### а) «Минимум $B$ »

Применение полей типа «минимум  $B$ » является наиболее радикальным методом стабилизации, поскольку при этом устраняется сама причина, вызывающая неустойчивость. При создании таких конфигураций следует лишь иметь в виду, что должны быть сохранены адиабатические свойства ловушки. Это означает прежде всего, что из рассмотрения исключается класс полей с  $B = 0$  в точке минимума, в которых заведомо нарушается постоянство магнитного момента заряженных частиц.

Среди разнообразных магнитных систем, удовлетворяющих указанному требованию, укажем здесь один из простейших вариантов, получивший распространение во многих экспериментах. К обычных катушкам, создающим основное продольное поле с пробками ( $B_{||}$ ), добавляется так называемая стабилизирующая обмотка, которая представляет собой систему линейных проводников, расположенных вдоль силовых линий основного поля, как это показано на рис. 9. Токи в соседних проводниках

направлены во взаимно противоположных направлениях. Магнитное поле стабилизирующей обмотки ( $B_{\perp}$ ) равняется нулю на оси ловушки и монотонно нарастает по радиусу. Поэтому, пропуская через обмотку ток достаточной величины, можно скомпенсировать радиальный спад основного поля и сделать суммарное поле нарастающим от центральной области ловушки к периферии.

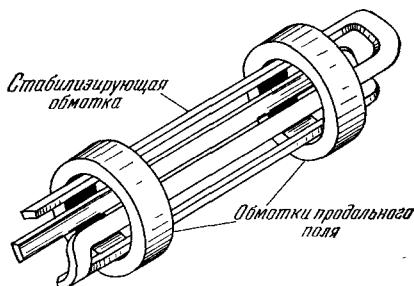


Рис. 9.

в работах<sup>59-61</sup>. Эффективность комбинированного поля в отношении подавления неустойчивости была продемонстрирована в экспериментах на установках «Ионный магнетрон»<sup>9</sup> и ПР-5<sup>57</sup>. Было показано, что увеличение стабилизирующего поля  $B_{\perp}$  (при фиксированном поле  $B_{||}$ ) приводит к исчезновению низкочастотных колебаний, характерных для

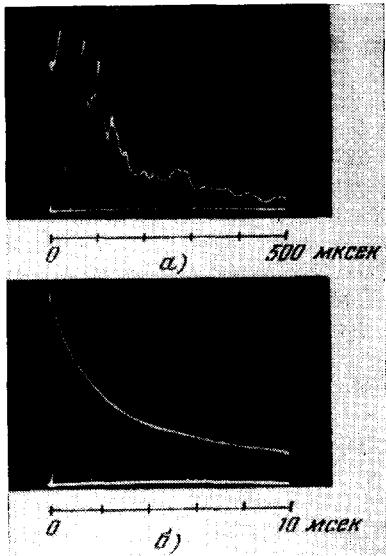


Рис. 10. Осциллограмма потока нейтралов перед зарядкой:  
а)  $\alpha_{\perp} = 1,0$ ; б)  $\alpha_{\perp} = 1,22$  ( $p = 1 \cdot 10^{-7}$  torr)<sup>58</sup>.

желобковой неустойчивости, и, одновременно с этим, к возрастанию времени удержания плазмы  $\tau$ . Эти результаты иллюстрируются рис. 10 и 11, взятыми из работ<sup>57, 58</sup> (параметр  $\alpha_{\perp}$  на этих рисунках характеризует отношение суммарного поля у стенки в центральном сечении ловушки к полю на оси). Обращает на себя внимание почти пороговая зависимость

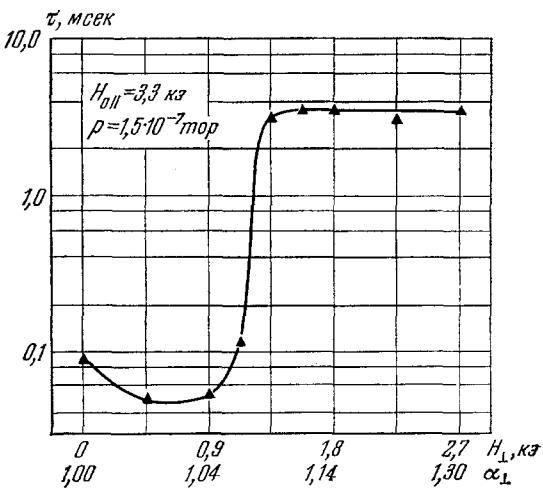


Рис. 11. Зависимость времени жизни плазмы от стабилизирующего поля ( $p = 1,5 \cdot 10^{-7}$  torr)<sup>57</sup>.

$\tau$  от  $B_{\perp}$ : переход от малых времен удержания к большим происходит как раз при таких значениях  $B_{\perp}$ , при которых радиальный градиент суммарного поля вблизи стенки изменяет знак с отрицательного на положительный, т. е. когда устанавливается конфигурация «минимум  $B$ ». При полях  $B_{\perp}$ , больших порогового значения, плазма полностью устойчива. Время жизни плазмы в этом случае определяется только перезарядочными потерями быстрых ионов.

В последующих экспериментах на ПР-5  $\tau$  достигало 50—60 мсек при плотностях плазмы  $10^9$ — $10^{10} \text{ см}^{-3}$  и средней энергии ионов 5 кэв<sup>58</sup>.

Результаты по стабилизации желобковой неустойчивости, полученные на ПР-5, были впоследствии воспроизведены на целом ряде других установок<sup>52, 62-66</sup>, и в настоящее время поля с «минимумом  $B$ » типа примененных на ПР-5, или подобные им, используются в большинстве адиабатических ловушек.

Было предложено большое разнообразие различных конфигураций с минимумом  $B$  (рис. 12). Как оказалось, все они содержат в качестве «конструктивного элемента» или «кирпичика» зеркальную ловушку с квадрупольным поперечным полем (рис. 12, а). Нетрудно понять, почему это так. Для этого рассмотрим вопрос, при каких условиях можно достичь минимума магнитного поля (по абсолютной величине) в некоторой точке. Пусть эта точка совпадает с началом координат и допустим, что магнитное поле в ней  $B = B_0$  направлено

вдоль оси  $z$ . Поскольку вблизи искривленной силовой линии магнитное поле изменяется линейно в поперечном направлении, для того чтобы точка  $r = 0$  была минимумом  $B$ , требуется, чтобы осевая силовая линия была прямой (точнее, ее кривизна в точке  $r = 0$  должна быть равна нулю). В этом случае в разложении скалярного потенциала  $\Psi$  для магнитного поля ( $\mathbf{B} = \nabla \Psi$ ) должны отсутствовать линейные по  $x$  и  $y$  члены, так что

$$\Psi = B_0 z + az\left(\frac{z^2}{3} - \frac{x^2 + y^2}{2}\right) + \frac{b}{2}(x^2 - y^2) + \dots \quad (4,1)$$

Мы учли в этом разложении, что  $\Delta\Psi = \operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ , и допустили, что оси  $x$ ,  $y$  повернуты так, что последний квадрупольный член имеет диагональный вид. Все остальные члены в (4,1) имеют более высокий порядок по  $x$ ,  $y$  и поэтому могут быть отброшены. Из (4,1) следует, что вблизи

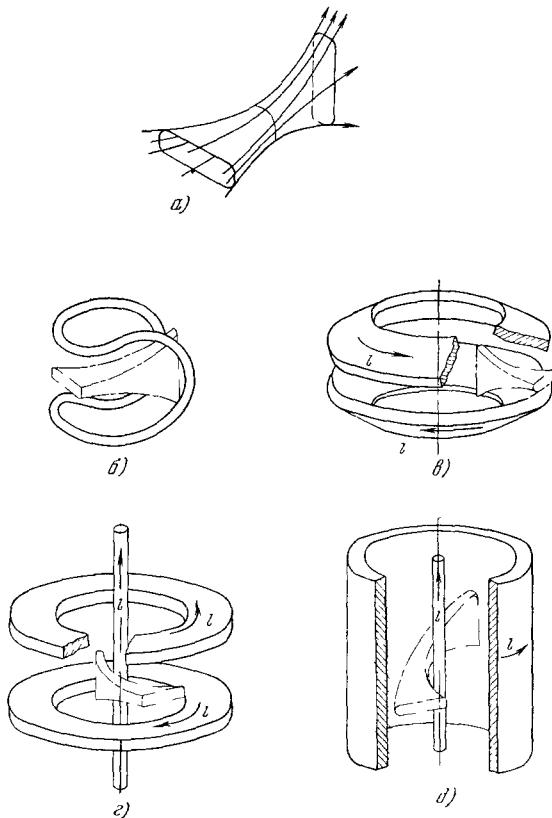


Рис. 12. Различные виды магнитных конфигураций с «минимумом  $B$ ».

а) «Квадрупольный элемент», б) «бейсбол»<sup>109</sup>, в) конфигурация Андреолетти<sup>67</sup>, г) остроугольная геометрия с осевым током<sup>107</sup>, д) геликоидальная конфигурация<sup>40</sup>.

$r = 0$  магнитное поле имеет вид

$$B = B_0 + az^2 + \left( \frac{b^2}{B_0} - a \right) \frac{x^2 + y^2}{2} + \dots, \quad (4,2)$$

где точки заменяют члены более высокого порядка малости. Отсюда видно, что наложение магнитных пробок, т. е. усиление поля вдоль  $z$  ( $a > 0$ ), автоматически приводит к его ослаблению в радиальном направлении, но это может быть скомпенсировано достаточно сильным квадрупольным полем ( $b^2 > aB_0$ ).

На рис. 12 представлен ряд конфигураций с «минимумом  $B$ », в каждой из которых в качестве конструктивного элемента можно угадать поле вида (4,2). Это обстоятельство было отмечено Андреолетти<sup>67</sup>.

Отметим, что цикл работ по подавлению желобковой неустойчивости в адиабатических ловушках полями «минимум  $B$ » (часто такие конфигурации поля называют также «магнитной ямой») явился определенным этапом в исследованиях по физике высокотемпературной плазмы. Это была первая убедительная демонстрация возможности стабилизации магнитогидродинамической неустойчивости плазмы. Принцип «минимума  $B$ » был перенесен на торoidalные системы<sup>68</sup>. Различными авторами было предложено много торoidalных систем, обладающих минимумом магнитного поля в среднем (точнее, максимумом интеграла вдоль силовых линий  $\int \frac{dl}{B}$ , который определяет свойства гидродинамической устойчивости торoidalной плазмы).

#### б) Стабилизация за счет проводимости на торцы

Во многих экспериментах на простых адиабатических ловушках, в особенности в тех, в которых изучалось удержание плазмы с горячими электронами (и холодными ионами), не было обнаружено явных признаков желобковой неустойчивости<sup>35, 36, 69-75</sup>. Времена удержания в этих экспериментах на много порядков превышают время развития желобковой неустойчивости и достигают в некоторых случаях десятых долей секунды.

Такие эксперименты проводились обычно в недостаточно совершенных вакуумных условиях. Вследствие этого при ионизации остаточного газа могла образоваться достаточно плотная холодная плазма, которая, вытекая вдоль силовых линий, обеспечивала хороший электрический контакт горячей плазмы с проводящими поверхностями за пробками и «закорачивала» тем самым поляризационные электрические поля в удерживающей плазме.

Влияние вакуумных условий на устойчивость плазмы было систематически обследовано в работе<sup>73</sup>, в которой имелась возможность изменять контролируемым образом давление нейтрального газа в ходе эксперимента. В этой работе показано, что стабильное удержание плазмы достигается лишь начиная с давлений  $10^{-5}$  мм рт. ст., т. е. при плотностях нейтрального газа, не намного меньших плотности удерживающей плазмы. При более низких давлениях появляются отчетливые признаки желобковой неустойчивости и удержание плазмы резко нарушается.

Результаты большинства других работ носят отрывочный, иногда случайный характер и обусловлены теми или иными специфическими особенностями эксперимента, такими, как величина исходного давления остаточного газа, степень повышения давления во время инжекций плазмы, вытекание «хвоста» холодной плазмы из инжектора и т. п.

К сожалению, совокупность имеющихся экспериментальных данных не содержит надежных количественных сведений о плотности холодной

плазмы за пробками, необходимой для стабилизации желобковой неустойчивости. Существующие результаты можно рассматривать лишь как качественное подтверждение того, что эффект такой стабилизации имеет место.

**в) Стабилизация желобковой неустойчивости методом обратных связей**

В последнее время получает применение метод стабилизации плазменных неустойчивостей с помощью обратных связей, высказанный Морозовым и Соловьевым<sup>76</sup> и подробно развитый Арсениным и Чуяновым (см. <sup>77-78</sup>). Сущность этого метода применительно к желобковой неустойчивости состоит в следующем.

Поляризационные заряды желобковых возмущений создают вблизи поверхности плазмы местные азимутальные электрические поля, которые вызывают нарастание начальных возмущений и дрейф плазмы к стенке. Если окружить плазму системой изолированных электродов и изменять потенциалы этих электродов так, чтобы в каждый момент времени всюду по азимуту создавались электрические поля, противоположные по направлению поляризационным полям в плазме, то таким способом можно ослабить и, в пределе, полностью подавить нарастание желобковых возмущений. Управление потенциалами отдельных электродов должно производиться, разумеется, автоматически. Это осуществляется системой небольших емкостных датчиков, размещенных вблизи электродов и следящих за изменениями потенциала на поверхности плазмы. Сигналы с датчиков усиливаются и в нужной фазе подаются обратно на соответствующие электроды.

Такая система стабилизации была применена на установке «Огра-II»<sup>77</sup>.

Эксперимент проводился в простом пробочном поле на разреженной плазме с плотностью  $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ , образованной путем лоренцевой ионизации пучка нейтральных атомов водорода с энергией 70 кэв. В отсутствие стабилизации, при плотности  $(7-8) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , возникает желобковая неустойчивость первой азимутальной моды, и она ограничивает плотность накапливаемой плазмы. Это иллюстрируется рис. 13, заимствованным из работы<sup>77</sup>; на графике зависимости плотности плазмы от тока инжекции виден резкий излом при указанной плотности, которому отвечает появление низкочастотных колебаний, характерных для желобковой неустойчивости (см. рис. 13, б). При включенной системе стабилизации амплитуда низкочастотных колебаний резко уменьшается и не зависит от тока инжекции. Максимальная плотность плазмы<sup>1</sup> увеличивается примерно в два раза, причем наблюдающийся излом на линейной зависимости плотности плазмы от тока инжекции теперь уже связан с раскачкой

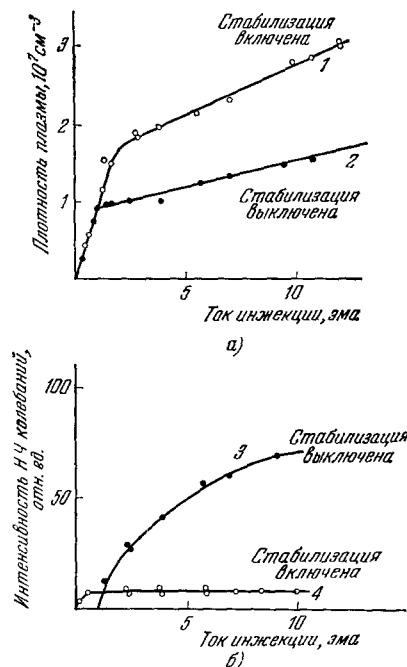


Рис. 13. Зависимость плотности плазмы (а) и интенсивности низкочастотных колебаний (б) от тока инжекции<sup>77</sup>.

высокочастотных колебаний, отвечающих ионно-циклотронной неустойчивости, на подавление которых данная система стабилизации не была рассчитана.

Этот эксперимент убедительно подтвердил возможность подавления методом обратных связей крупномасштабных желобковых колебаний в разреженной плазме.

Он оказывается эффективным для подавления первой моды и в более плотной плазме<sup>79</sup>. Однако по мере повышения плотности могут появляться возмущения все более высоких мод, по отношению к которым система обратных связей становится менее эффективной. Авторы работы<sup>77</sup> полагают, что высшие моды могут стабилизироваться за счет эффекта конечного ларморовского радиуса, который был ранее предсказан теорией<sup>112</sup>. Если тем не менее этот эффект окажется недостаточным (как это имело место, например, в обсуждавшихся выше экспериментах на «ионном магнетроне»), то с помощью обратных связей не удастся, по-видимому, полностью подавить неустойчивость.

## 5. КИНЕТИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

Для желобковой неустойчивости плазмы важны лишь грубые характеристики плазмы — наличие поперечной энергии, приводящей к диамагнетизму, расположение плазмы по отношению к минимуму магнитного поля. В этом смысле желобковую неустойчивость можно назвать гидродинамической — как и в гидродинамике, здесь достаточны представления

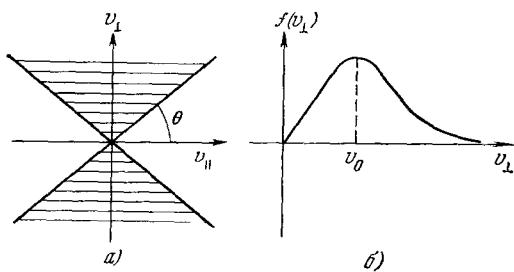


Рис. 14.

о сплошной текучей среде. Но наряду с этим в плазме могут развиваться более тонкие кинетические неустойчивости, чувствительные к деталям функции распределения частиц по скоростям. После того как желобковая неустойчивость была подавлена, именно кинетические неустойчивости и выдвинулись на первый план.

У адиабатической ловушки есть свой врожденный порок —

она удерживает только те частицы, которые не попадают в запретный конус (конус потерь). Это автоматически приводит к инверсии заселенности энергетических уровней. В самом деле, рассмотрим пространство скоростей (рис. 14, а). Функция распределения частиц по скоростям  $f(v_z, v_{\perp})$  отлична от нуля только в заштрихованной области. И если даже  $f(v_z, v_{\perp})$  примерно постоянна в некоторой области не очень больших  $v_{\perp}$ , то функция распределения по поперечным скоростям  $f(v_{\perp}) = \int f(v_z, v_{\perp}) dv_z$  будет возрастающей просто в силу того, что интервал  $\Delta v_z \sim v_{\perp}$ . При достаточно больших  $v_{\perp}$   $f(v_z, v_{\perp})$ , а вместе с ней и  $f(v_{\perp})$ , должна убывать, так что полный график  $f(v_{\perp})$  имеет вид графика рис. 14, б. В области  $v_{\perp} < v_0$  функция распределения возрастает с ростом  $v_{\perp}$ , а это и означает, что имеет место инверсная заселенность по поперечной энергии — частиц с большой энергией больше, чем с малой.

По аналогии с лазерами отсюда можно заключить, что если в плазме найдется волна, которая резонансным образом будет взаимодействовать с инверсной популяцией частиц, то может иметь место индуцированная генерация волны, т. е. экспоненциальное нарастание малых колебаний

со временем. Таким образом, вопрос о раскачке кинетических неустойчивостей состоит в том, какие волны в плазме могут попадать в резонанс и как этот резонанс осуществляется. Эти вопросы ставятся несколько различным образом для ионно-горячей и электронно-горячей плазм.

Рассмотрим сначала ионно-горячую плазму. Ясно, что с ионами могут эффективно взаимодействовать лишь низкочастотные колебания — с частотами порядка характерных ионных частот  $\Omega_B$  или  $\Omega_0$ . В лабораторной плазме величина  $\beta = 8\pi n T / B^2$  чрезвычайно мала, поэтому соответствующие волны являются продольными (электростатическими) — магнитное поле в них не возмущается. Сюда относятся косые лэнгмюровские волны, распространяющиеся под углом к магнитному полю, ионно-звуковые и циклотронные волны, а также различные их комбинации. В неоднородной плазме к ним добавляются дрейфовые волны.

Что касается резонанса волн с ионами, то при наличии сильного магнитного поля он осуществляется на гармониках циклотронной частоты  $\Omega_B$ . Хотя соответствующий эффект является, разумеется, чисто классическим, его проще рассмотреть с квантовой точки зрения, как предельный случай индуцированных переходов с участием большого числа квантов, — настолько глубоко вошли квантовые образы в современное физическое мышление, что даже чисто классическое понятие резонанса более просто формулируется на языке квантов. С квантовой точки зрения неустойчивость — это индуцированное испускание кванта  $\hbar\omega$  с импульсом  $\hbar k_z$  вдоль магнитного поля. Поскольку в сильном магнитном поле поперечное движение заряженных частиц квантовано (уровни Ландау с интервалом  $\hbar\Omega_B$  между уровнями), то законы сохранения энергии и продольного импульса при переходе принимают вид

$$\hbar\omega + Mv_z \Delta v_z - l\hbar\Omega_B = 0, \quad (5.1)$$

$$\hbar k_z + M \Delta v_z = 0, \quad (5.2)$$

где  $\Delta v_z$  — малое изменение продольной скорости при переходе, а  $l$  — целое число, соответствующее переходу частицы на более низкий уровень, отстоящий на  $l\hbar\Omega_B$  от исходного, так что  $Mv_{\perp}\Delta v_{\perp} = -l\hbar\Omega_B$ . Из (5.1), (5.2) получаем соотношение

$$\omega - k_z v_z - l\Omega_B = 0, \quad (5.3)$$

которое представляет собой условие резонанса частицы с волной. Оно имеет простой смысл — в системе координат, движущейся вдоль  $z$  вместе с частицей, частота колебаний в точности равна  $l$ -й гармонике циклотронной частоты. При  $l > 0$ , когда при испускании волны частица переходит на более низкий поперечный уровень, говорят о нормальном допплер-эффекте, а при  $l < 0$  используют термин «аномальный допплер-эффект». Неустойчивость имеет место только в том случае, если заселенность на верхнем (исходном) энергетическом уровне больше, чем на нижнем, т. е. если

$$\int \{f(v_z, \epsilon_{\perp}) - f(v_z + \Delta v_z, \epsilon_{\perp} - l\hbar\Omega_B)\} \delta(\omega - k_z v_z - l\Omega_B) dv_z d\epsilon_{\perp} > 0, \quad (5.4)$$

где  $\epsilon_{\perp} = Mv_{\perp}^2/2$  — поперечная энергия, а  $\delta$ -функция выбирает только резонансные частицы.

Устремляя  $\hbar \rightarrow 0$  из (5.4), с учетом (5.1), (5.2) находим

$$\int \left( k_z \frac{\partial f}{\partial v_z} + \frac{l\Omega_B}{v_{\perp}} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \right) \delta(\omega - k_z v_z - l\Omega_B) dv_z d\epsilon_{\perp} > 0. \quad (5.5)$$

Как следует из (5.2), (5.3), при переходе

$$v_{\perp} \Delta v_{\perp} + [v_z - (\omega/k_z)] \Delta v_z = 0, \quad (5.6)$$

т. е. частицы движутся в пространстве скоростей по траекториям

$$v_{\perp}^2 + [v_z - (\omega/k_z)]^2 = \text{const}, \quad (5,7)$$

представляющим собой концентрические окружности с центром в точке  $v_z = v_{\phi}$ , где  $v_{\phi}$  — фазовая скорость, равная  $v_{\phi} = \omega/k_z$ . Соответственно  $f(v_{\perp}^2 + (v_z k_z^{-1} \omega)^2)$  обращает (5,5) в нуль.

Нетрудно видеть, что при движении по траектории (5,7) частица теряет энергию ( $v_{\perp} \Delta v_{\perp} + v_z \Delta v_z < 0$ ), если изменение  $\Delta v_z$  противоположно по знаку  $v_{\phi}$ , т. е. частица замедляется вдоль В волной. Выберем для определенности  $v_{\phi} > 0$ , т. е.  $k_z > 0$ . Тогда при  $v_z < v_{\phi}$  резонанс осуществляется при нормальном дошплер-эффекте ( $l > 0$ ), и при испускании волны поперечная энергия частицы уменьшается. В этом случае неустойчивость наиболее сильно привязана к инверсной заселенности по поперечным энергиям ( $\frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} > 0$  в области, дающей основной вклад в (5,5)), хотя даже простой анизотропии ( $T_{\perp} > T_{||}$ ) может быть достаточно, чтобы (5,5) было положительно (при  $v_z < 0$ ). При  $v_z > v_{\phi}$  резонанс осуществляется только на аномальном дошплер-эффекте, когда частицы замедляют свое продольное движение, но увеличивают поперечную энергию. Этот случай важен только при наличии пучков.

При очень низких плотностях, когда даже плазменная электронная частота  $\omega_0 = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$  меньше  $\Omega_B$ , резонанс между волнами и ионами осуществляться не может и кинетические неустойчивости в ионногорячей плазме должны, вообще говоря, отсутствовать. При увеличении плотности  $\omega_0$  доходит до  $\Omega_B$  и наступает резонанс между лэнгмюровскими колебаниями электронов и циклотронным вращением ионов — развивается циклотронная неустойчивость Харриса (см. <sup>80, 81</sup>). Если продолжать увеличивать плотность, то резонанс наиболее эффективно будет осуществляться на косых лэнгмюровских волнах с  $\omega = k_z \omega_0 / k$ , где  $k_z$  — продольная составляющая волнового числа. При таких колебаниях сильно «замагниченные» электроны движутся вдоль силовых линий магнитного поля, т. е. под углом к электрическому полю, и соответственно они как бы «утяжеляются». По мере повышения плотности резонанс переходит на все более и более высокие гармоники  $\Omega_B$ , и, наконец, при  $\Omega_0 > \Omega_B$  мы приходим к так называемой конусной неустойчивости <sup>82 \*</sup>). При этом влиянием магнитного поля на движение ионов можно полностью пренебречь, колебания становятся квазинейтральными и принимают форму электронного звука — электроны совершают инерционные колебания вдоль магнитного поля, а ионы, подтягиваясь поперек магнитного поля, создают возмущения давления и за счет инверсной заселенности раскачиваются волны на обратном затухании Ландау. Конусная неустойчивость развивается на сильно вытянутых вдоль магнитного поля возмущениях, поэтому она очень чувствительна к продольным размерам плазменного сгустка. Укорочением продольной длины примерно до 100 ларморовских радиусов конусную неустойчивость, вероятно, можно застабилизировать <sup>86</sup>.

В плотной неоднородной плазме возможна, кроме того, дрейфово-конусная неустойчивость <sup>85-88</sup>, связанная с раскачкой ионами дрейфовых колебаний электронного сгустка. Для стабилизации дрейфово-конусной неустойчивости, согласно теории <sup>86</sup>, достаточно снизить поперечный градиент плотности, увеличив поперечные размеры плазменного сгустка до одной-двух сотен ионных ларморовских радиусов. Таким образом, с точки зрения грубой теории, без учета тонких деталей взаимодействия волн

<sup>\*</sup>) Конусная неустойчивость обсуждалась в несколько абстрактной форме Днестровским <sup>83</sup>, Красовицким и Степановым <sup>84</sup> и Михайловским <sup>85</sup>; наиболее четко она была выделена и проанализирована Розенблютом и Постом <sup>82, 86</sup>.

с неоднородной плазмой, стабилизация конусной и дрейфово-конусной неустойчивостей плотной плазмы, обладающих наибольшим инкрементом нарастания, может быть достигнута подходящим выбором размеров и формы плазмы — должен быть создан почти сферический сгусток плазмы с размерами порядка  $10^2 \rho$ . Кроме того, в качестве дополнительного средства стабилизации может служить добавление «теплой» плазмы, частично заполняющей область с малыми  $v_{\perp}$ <sup>89</sup>.

Наряду с конусными неустойчивостями, которые можно считать нерезонансными, в плазме, удерживаемой в адиабатических ловушках, возможна раскачка резонансных циклотронных колебаний с гораздо меньшими инкрементами и с частотами, близко примыкающими к гармоникам циклотронной частоты<sup>90</sup>. Резонансные неустойчивости должны быть очень чувствительны к неоднородности магнитного поля, и поэтому именно неоднородность поля, возможно, позволит их застабилизировать. Однако при этом могут появиться новые неустойчивости типа отрицательной массы.

Перечисленные выше неустойчивости можно назвать основными в том смысле, что они являются менее чувствительными к деталям функции распределения ионов по поперечным скоростям — для них достаточен лишь сам факт существования конуса потерь. Кроме того, в адиабатических ловушках могут проявляться некоторые дополнительные неустойчивости. Если, например, в ловушке кроме горячей плазмы имеется холодная, то может развиваться неустойчивость на «двугорбой» функции распределения — при этом горячие ионы раскачивают циклотронные колебания или колебания на верхней гибридной частоте  $(\Omega_0^2 + \Omega_B^2)^{1/2}$  в холодной плазме<sup>91-92</sup>. Кроме того, при достаточно большой монохроматичности функции распределения  $f(v_{\perp})$  возможна так называемая ион-ионная неустойчивость, в которой как бы взаимно раскачивают друг друга две соседние циклотронные гармоники, аналогичные до некоторой степени двум пучкам в плазме<sup>93</sup>. Соответствующая неустойчивость может проявляться и на частоте, меньшей циклотронной. В этом случае, как оказывается, энергия волны может быть отрицательна<sup>94-97</sup>, т. е. энергия плазмы и поля возмущения оказывается меньше, чем у невозмущенной плазмы. Кроме электростатических неустойчивостей в плазме с достаточно большим  $\beta = 8\pi lT/B^2$  возможна неустойчивость на магнитозвуковой (так называемая зеркальная неустойчивость<sup>98</sup>) и на альвеновской ветвях<sup>99</sup> колебаний. Мы не будем здесь входить в детали теоретического рассмотрения всех этих неустойчивостей, поскольку в настоящее время имеются обзоры, специально посвященные теории неустойчивости анизотропной плазмы<sup>92, 100</sup>. В последующих разделах будут рассмотрены только основные кинетические неустойчивости плазмы в их отношении к существующим экспериментам.

В электронно-горячей плазме также могут развиваться электростатические неустойчивости, аналогичные перечисленным, но на электронной ветви колебаний. Кроме того, возможна неустойчивость на поперечных волнах типа «свистов» (геликонов)<sup>99, 100</sup>. Соответствующие физические механизмы раскачки колебаний и экспериментальные данные будут кратко рассмотрены в гл. 9.

## 6. ЦИКЛОТРОННАЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Циклотронная неустойчивость разреженной плазмы в настоящее время весьма подробно исследована на целом ряде экспериментальных установок. Впервые она была зарегистрирована на «Огре-І»<sup>102, 103</sup>. Было показано, что в соответствии с теорией неустойчивость приводит к развитию косых лэнгмировских волн, взаимодействующих с поперечными

циклотронными колебаниями ионов. Впоследствии циклотронная неустойчивость, связанная с резонансом на лэнгмюровских волнах, наблюдалась на установках «Алиса»<sup>52</sup>, «Феникс»<sup>63, 104</sup>, DCX<sup>105</sup>, «Огра-II»<sup>64</sup>, АС<sup>106, 107</sup>, DECA-II<sup>66</sup> и др. Прежде чем перейти к описанию и суммированию экспериментальных результатов, рассмотрим кратко, чего следует ожидать согласно теории.

Циклотронная неустойчивость Харриса развивается благодаря резонансной связи циклотронных колебаний ионов на некоторой гармонике циклотронной частоты, т. е.  $\omega = l\Omega_B$  ( $l = 1, 2, \dots$ ), с продольными лэнгмюровскими колебаниями электронов. Частота лэнгмюровских колебаний в сильном магнитном поле равна  $\omega = k_z \omega_0 / k$ , где  $\omega_0 = (4\pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$  — обычная лэнгмюровская частота, а  $k_z$  — проекция волнового числа на направление магнитного поля. Неустойчивость возможна только в том случае, если продольная фазовая скорость колебаний  $\omega/k_z$  в несколько раз (скажем, в три раза) превышает тепловую скорость электронов  $v_e = (T_e/m)^{1/2}$ , так как в противном случае в игру вступает затухание Ландау на электронах. Раскачка колебаний имеет оптимум при поперечном волновом числе, определяемом соотношением  $k_{\perp} v_{\perp} \sim l\Omega_B$ , где  $v_{\perp}$  — поперечная тепловая скорость ионов. При меньших  $k_{\perp}$  волна не

может «прощупать» функцию распределения и «почувствовать», что распределение по скоростям инверсно, а при больших  $k_{\perp}$  поперечная длина волны слишком коротка — мелкие осцилляции в пространстве ухудшают резонанс ионов с волной. Таким образом, в оптимуме

$$\omega \approx l\Omega_B \approx (k_z/k) \omega_0 \approx k_{\perp} v_{\perp} > 3k_z v_e. \quad (6,1)$$

Отсюда, учитывая, что  $k = (k_{\perp}^2 + k_z^2)^{1/2}$ , находим порог по плотности для циклотронной неустойчивости:

$$\omega_0/l\Omega_B \geq [1 + (9MT_e/mT_i)]^{1/2}. \quad (6,2)$$

Как мы видим, при увеличении плотности сначала должна появиться неустойчивость на первой гармонике, затем на второй, третьей и т. д. гармониках, причем соответствующие пороговые значения плотности пропорциональны  $l^2$ .

Далее, из условия  $(k_z/k)\omega_0 \approx l\Omega_B$  следует, что по мере повышения плотности волна с данным  $l$  должна все больше и больше вытягиваться вдоль магнитного поля. Но поскольку длина плазменного сгустка ограничена,  $k_z$  не может убывать беспрепятственно; следовательно, начиная с не-

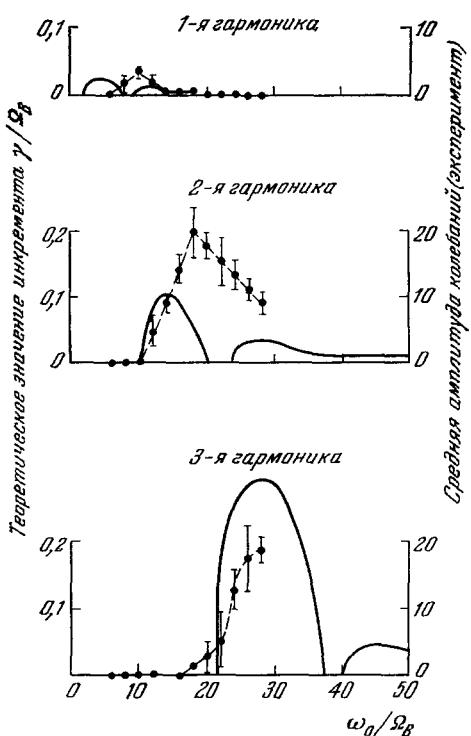


Рис. 15. Сравнение средней амплитуды ионно-циклотронных колебаний с теоретически вычисленным инкрементом для модели конечной геометрии<sup>108</sup>.

которой плотности должна возрастать соответственно инкремент нарастания малых колебаний должен убывать.

Все эти соображения прекрасно коррелируют с экспериментальными данными, полученными на разных установках<sup>102-111</sup>. Наиболее систематические исследования были выполнены на «Фениксе». Приведем здесь

основные результаты, полученные на этой установке. На рис. 15 сравниваются экспериментально измеренная амплитуда колебаний  $^{108}$  на гармониках циклотронной частоты с теоретически рассчитанным инкрементом (его немонотонность связана с учетом колебаний электронов вдоль ловушки за счет отражения от пробок) в зависимости от  $\omega_0/\Omega_B$ . Специально проведенные измерения сдвига фазы колебаний вдоль ловушки показали, что эти колебания действительно представляют собой первую моду лэнгмюровских колебаний плотности с узлом посредине и двумя пучностями (в противофазе) на торцах.

Колебания приводят к выбросу части ионов из ловушки и ограничению плотности плазмы  $^{108}$ , как показано на рис. 16, где представлена зависимость плотности от инжектируемого в ловушку потока быстрых нейтралов (благодаря ионизации

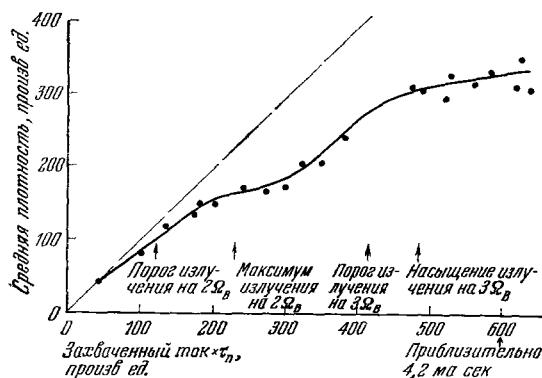


Рис. 16. Корреляция средней плотности ионов с появлением гармоник ионно-циклотронного излучения  $^{108}$ .

которых и происходит создание горячей плазмы). Как мы видим, отклонение от штриховой прямой линии, характеризующее интенсивность потерь частиц, коррелирует с последовательным развитием колебаний на возрастающих гармониках циклотронной частоты при увеличении плотности.

Вместе с тем колебания приводят к повышенному обмену энергией между частицами и к «отрастанию хвоста» горячих частиц  $^{104}$ , как это иллюстрируется рис. 17.

Выше отмечалось, что при не слишком большом превышении фазовой скорости волны  $\omega/k_z$  над тепловой скоростью электронов раскачке колебаний должно препятствовать затухание Ландау. Этот вывод также нашел свое экспериментальное подтверждение. В опытах на «Фениксе»  $^{108}, 109, 79$  и «Алисе» был специально осуществлен дополнительный подогрев электронов с помощью электронно-циклотронного резонанса и было установлено, что при повышенных плотностях плазмы, когда доминируют колебания на второй и третьей гармониках  $\Omega_B$ , нагрев приводит к исчезновению этих колебаний. Правда, при этом возникают интенсивные колебания на основной частоте  $\Omega_B$ , но другой природы: соответствующие волны имеют  $k_z = 0$  и отвечают, возможно, либо дрейфово-конусной, либо модифицированной неустойчивости отрицательной массы  $^{79}$ .

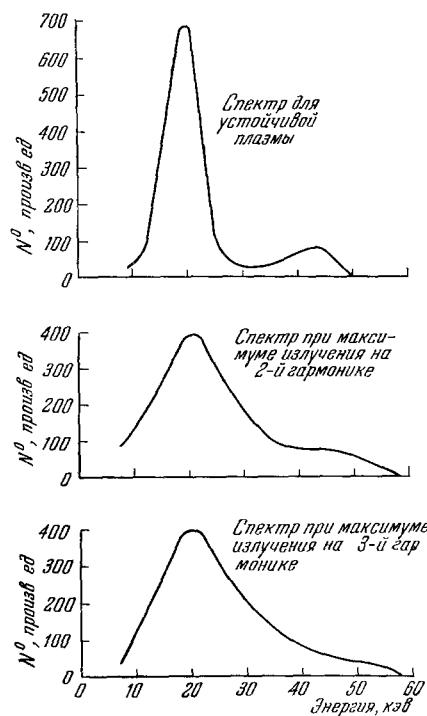


Рис. 17. Изменение энергетического спектра протонов под действием ионно-циклотронной неустойчивости  $^{104}$

Неустойчивость на ионно-циклотронной частоте и ее гармониках, также с  $k_z = 0$  и, следовательно, не связанная с продольными колебаниями электронов, наблюдалась и при более высоких плотностях на установке DECA-II<sup>140</sup>. Ряд характеристик этой неустойчивости, изученных экспериментально, приводят авторов работы<sup>140</sup> к заключению, что в данном случае в плазме развиваются колебания, обязанные своим происхождением двугорбости функции распределения ионов.

## 7. КОНУСНАЯ И ДРЕЙФОВО-КОНУСНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

По мере увеличения плотности плазмы колебания при циклотронной неустойчивости должны переходить ко все более и более высоким циклотронным гармоникам и соответственно к большим значениям поперечного волнового числа  $k_{\perp}$ . Инкремент нарастания колебаний в неограниченной по длине плазме при этом также возрастает, и если он становится больше  $\Omega_B$ , то влиянием магнитного поля на движение ионов при колебаниях вообще можно пренебречь — ведь при этом за время оборота иона по ларморовской окружности амплитуда колебаний существенно изменится. Соответственно конфигурация магнитного поля определяет лишь равновесную функцию распределения ионов и форму волны вдоль  $\mathbf{B}$ .

Поскольку ионы не замагничены, распределение ионов по поперечным по отношению к волновому вектору компонентам скорости несущественно, так что, например, для волны, распространяющейся вдоль оси  $y$ , в дисперсионное уравнение входит лишь  $f(v_y) = \int f(v) dv_x dv_z$ . Оказывается, что для функции распределения  $f(v_{\perp})$  с «выденным» конусом функция распределения  $f(v_y)$  имеет положительную производную  $df(v_y)/dv_y$ , т. е. при малых  $v_y$  и по отношению к  $v_y$  имеет место инверсная заселенность. Соответственно для волны с малой поперечной фазовой скоростью  $\omega/k_{\perp} < < (T_i/M)^{1/2}$  может иметь место раскачка колебаний. Волны с такой малой поперечной скоростью имеют характер электронного звука — ионы в таких волнах берут на себя роль упругости, а электроны совершают инерционные колебания вдоль магнитного поля. При этом  $\omega \sim (T_i/m)^{1/2} k_z$ ,  $k_z \sim \sim k_{\perp} (m/M)^{1/2}$ , инкремент  $\gamma \sim \Omega_0$  при  $\Omega_0 > \Omega_B$ , поперечная длина волны несколько меньше дебаевского радиуса ионов. Поскольку частота  $\omega$  пропорциональна  $k_z$ , групповая скорость волнового пакета вдоль  $\mathbf{B}$  порядка фазовой, так что неустойчивость имеет конвективный (сносовый) характер — отдельное возмущение, нарастающее во времени, довольно быстро сносится вдоль  $\mathbf{B}$ . Поэтому неустойчивость для своего развития требует достаточно большого усиления волны на длине ловушки или некоторого отражения от торцов. Укорачивая ловушку и добиваясь возможно более полного поглощения волн на торцах, можно надеяться на стабилизацию конусной неустойчивости<sup>86, 89</sup>. Критическая длина ловушки  $L$ , начиная с которой должна развиваться неустойчивость, определяется из условия<sup>86</sup>

$$\frac{L}{\rho} > 20K \left( \frac{M}{m} \right)^{1/2} \left( \frac{m}{M} + \frac{\Omega_B^2}{\Omega_0^2} \right)^{1/2}, \quad (7.1)$$

где  $\rho$  — средний ларморовский радиус ионов,  $K$  — константа, зависящая от вида функции распределения ионов по скоростям и от степени отражения волны на торцах. Для так называемого столкновительно-равновесного распределения (максимально размытое типа максвелловского с вырезанным конусом) и при отсутствии отражения типичные значения  $K$  лежат в пределах 4—8 в зависимости от пробочного отношения. Отсюда

видно, что для плотной плазмы ( $\Omega_0 > \Omega_B$ ) длина ловушки должна составлять не больше 100—200 ларморовских радиусов. При более узких распределениях и сильном отражении волны от торцов критическая длина оказывается еще меньшей.

Конусная неустойчивость является очень сильной, она может полностью нарушить удержание плазмы: согласно теории время удержания не должно превышать времени пролета ионов вдоль ловушки<sup>113</sup>.

В настоящее время не имеется каких-либо экспериментальных сведений по конусной неустойчивости. На всех существующих установках (кроме, быть может, установки 2Х<sup>114</sup>) условие (7,1) еще не достигнуто. Поэтому вопрос о существовании этой неустойчивости и ее угрожающих последствиях остается пока лишь предметом теоретических прогнозов.

Близко к конусной неустойчивости примыкает дрейфово-конусная<sup>85, 86</sup>. Различаются они тем, что во втором случае электроны движутся в основном не вдоль, а поперек магнитного поля, совершая так называемые дрейфовые колебания. Поскольку эти колебания менее известны, чем лэнгмюровские, то мы здесь кратко поясним их происхождение. Допустим, что на неоднородный вдоль оси  $x$  слой плазмы с плотностью  $n_0(x)$  (ось  $z$  направлена вдоль магнитного поля) наложено малое, постоянное вдоль  $z$  возмущение плотности электронов:  $n' \exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ . Если ионы неподвижны, то это возмущение приведет к появлению электрического поля с потенциалом  $\varphi$ , который может быть найден с помощью уравнения Пуассона:

$$k^2 \varphi = -4\pi e n'. \quad (7,2)$$

В электрическом поле волны электроны совершают электрический дрейф со скоростью  $v = c [B \nabla \varphi]/B^2$ , так что в линейном приближении уравнение непрерывности для электронов принимает вид

$$-i\omega n' - cB^{-1}ik_y \varphi (dn_0/dx) = 0. \quad (7,3)$$

Из (7,2), (7,3) находим частоту дрейфовых колебаний:

$$\omega = (4\pi e ck_y / B k^2) dn_0 / dx. \quad (7,4)$$

Как мы видим, эти колебания имеют место только в неоднородной плазме, однако в лабораторных условиях плазма всегда неоднородна, причем градиент плотности не так уж мал.

Дрейфовые колебания (7,4), как и лэнгмюровские, могут раскачиваться ионами вследствие их инверсной заселенности.

Соответствующая неустойчивость называется дрейфово-конусной. Согласно<sup>86</sup> она должна развиваться при выполнении следующего условия:

$$\frac{\rho}{a} > 0,4 \left( \frac{m}{M} + \frac{\Omega_B^2}{\Omega_0^2} \right)^{2/3}, \quad (7,5)$$

где  $a$  — характерный размер градиента плотности,

$$a^{-1} = n_0^{-1} |dn_0/dr|.$$

В отличие от конвективной конусной неустойчивости условия, при которых можно было бы ожидать проявления дрейфово-конусной неустойчивости, определенно достигнуты в последнее время на двух установках — 2Х<sup>114</sup> и ПР-6<sup>115</sup>. На первой из них пороговая плотность, определяемая из (7,5), была превзойдена по крайней мере в несколько десятков раз

(на последней стадии распада, когда наблюдаются относительно длительные периоды устойчивого удержания плазмы), на другой — в 5—10 раз. Тем не менее в обоих экспериментах признаков неустойчивости обнаружено не было. Времена удержания свободно распадающейся плазмы измениются миллисекундами и определяются в основном перезарядочными потерями, в то время как дрейфовая неустойчивость должна была бы приводить к уходу плазмы за времена порядка  $10^{-6}$  сек<sup>116</sup>.

Наметившееся противоречие между экспериментом и теорией не нашло пока однозначного объяснения. Не исключено, что оно связано с недостаточно «чистыми» условиями экспериментов: возможно, помимо основной компоненты «горячей» плазмы имеется совсем небольшая примесь «теплой» плазмы, которая частично заполняет запретный конус и стабилизирует неустойчивость согласно<sup>89</sup>.

### 8. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТИПА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАССЫ

Если конусной и дрейфово-конусной неустойчивостям пока еще не повезло в смысле их экспериментального наблюдения, то неустойчивость типа отрицательной массы в адиабатических ловушках оказалась, можно сказать, непрошенным гостем — она появилась там, где ее совсем не ожидали. Еще несколько лет назад на установке ПР-5 был обнаружен интересный эффект мощного выброса плазмы из ловушки, сопровождавшегося циклотронным излучением<sup>117, 118</sup>. Иногда, как показано на рис. 18, плотность плазмы во время сброса убывает в два-три раза.

Детальное исследование этого явления<sup>118</sup> показало, что во время выброса плазмы в ней развиваются интенсивные колебания с частотой, близкой к циклотронной, соответствующие второй или третьей (реже четвертой) моде по азимуту (номер моды отвечает числу длин волн, укладывающихся на периметре плазмы по азимуту). Колебания имеют характер бегущей волны, направленной в сторону вращения ионов. Вдоль магнитного поля их фаза постоянна, т. е. они имеют желобковый характер. Амплитуда колебаний очень велика — иногда она соответствует колебаниям потенциала порядка энергии ионов ( $1-1,5$  кэ). И самое главное, — поперечная длина волны таких колебаний не мала, она соответствует  $k_{\perp 0} \ll 1$ . В арсенале неустойчивостей однородной плазмы не было ничего, что могло бы хоть в какой-то мере соответствовать этим фактам.

Они были объяснены на основе неустойчивости отрицательной массы, заметно отличающейся

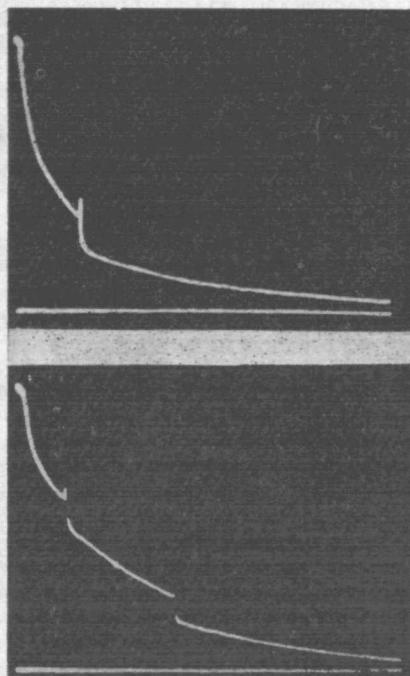


Рис. 18. Осциллограммы потока нейтралов перезарядки, иллюстрирующие сбросы плотности при вспышках неустойчивости во время свободного распада плазмы (длительность развертки 3 мсек)<sup>117</sup>.

или, точнее, модифицированной неустойчивости, поэтому оказавшейся неожиданной) от обычной неустойчивости отрицательной массы, зародившейся в теории циклических ускорителей<sup>119, 120</sup>

и проявившейся также в некоторых естественных для этой неустойчивости плазменных экспериментах<sup>121, 122</sup>.

Поскольку физика всех неустойчивостей типа отрицательной массы одинакова, мы начнем с первоначального варианта, обнаруженного независимо Лебедевым, Коломенским<sup>119</sup> и Нильсеном и др.<sup>120</sup>. Рассмотрим некоторую группу положительно заряженных частиц, распределенных равномерно по циклотронной окружности (рис. 19) и врачающихся по часовой стрелке. Это может быть либо однородный сгусток ускоренных частиц в циклотроне, либо просто некоторая выделенная группа ионов в плазме. Допустим теперь, что на однородном фоне возникло малое возмущение  $A$ . В электрическом поле этого возмущения ионы правого полукруга будут терять поперечную энергию  $\epsilon_{\perp}$  (они движутся против  $E$ ), а левого — приобретать ее. Если частота вращения частиц  $\omega$  является убывающей функцией энергии, то ионы правого полукруга будут опережать, а ионы левого — отставать от частиц с первоначальной энергией, и это приведет к их движению по фазе к точке  $A$ . Другими словами, при  $d\omega/d\epsilon_{\perp} < 0$  первоначальное возмущение будет нарастать. Так как при этом частицы как бы движутся против приложенной силы, эта неустойчивость носит название неустойчивости отрицательной массы. Ее порог по плотности зависит от начального разброса по  $\omega$ , стремясь к нулю для монохроматического пучка.

В ускорителях условие  $d\omega/d\epsilon_{\perp} < 0$  возникает вследствие либо релятивизма, либо убывания магнитного поля в радиальном направлении. Аналогичный эффект имеет место и в ловушках с магнитными пробками, когда ларморовский радиус ионов достаточно велик, и соответствующая неустойчивость была обнаружена экспериментально<sup>121</sup>. В установке же ПР-5 магнитное поле не убывает, а скорее нарастает в радиальном направлении (благодаря стабилизирующем обмоткам), а кроме того, ларморовский радиус ионов очень мал по сравнению с радиусом кривизны силовых линий.

Однако имеет место эффект, который приводит к модифицированной неустойчивости отрицательной массы<sup>123–125</sup>. Дело в том, что ион, теряющий поперечную энергию, углубляется дальше в магнитные пробки, и поэтому его средняя частота циклотронного вращения возрастает. Другими словами, эффект  $d\omega/d\epsilon_{\perp} < 0$  достигается за счет продольной неоднородности магнитного поля, не устранимой в адиабатических ловушках.

Модифицированная неустойчивость отрицательной массы позволила дать качественную теоретическую картину сбросов на ПР-5 как результата раскачки поверхностных колебаний в периферийной плазме на верхнем гибридном резонансе  $\omega = (\Omega_0^2 + \Omega_B^2)^{1/2}$ . В таких колебаниях ионы внутри плазмы собираются по фазам на своих ларморовских кружках, что приводит к несжимаемым колебаниям макроскопической скорости. Вследствие этого на боковой поверхности плазмы выступают заряды, которые в виде волны бегут по азимуту в ионную сторону.

В экспериментах на ПР-5 амплитуда колебаний электрического поля волны оказывается достаточно большой. Можно думать поэтому, что в таком поле резонансные ионы испытывают фазовые колебания, обмениваясь энергией с волной. При этом в той фазе, когда поперечная энергия ионов

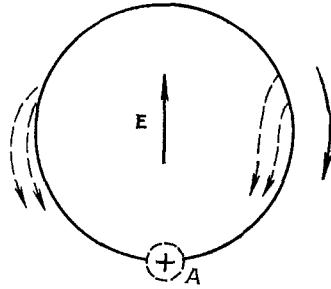


Рис. 19.

максимальна, их точки отражения от магнитных пробок смещаются к центру ловушки. Наоборот, в той фазе, когда ионы отдают часть своей попечерной энергии волне, они заходят дальше в пробки и могут покинуть ловушку. Этот эффект, приводящий к выбросу только «отработавших» частиц, отдавших часть своей энергии волне, приводит к возможности нарастания колебаний и на нелинейной стадии, причем время нарастания может быть достаточно велико — порядка периода фазовых колебаний частиц. Эти соображения в какой-то мере соответствуют экспериментально наблюдаемой картине медленного развития и столь же медленного

спадания колебаний с довольно большой амплитудой, причем колебания сопровождаются сбросом заметной доли горячих ионов. Тот факт, что после сброса плазменный сгусток укорачивается в направлении магнитного поля, также говорит о выбросе частиц, достаточно далеко заходящих в пробки.

Модифицированная неустойчивость отрицательной массы была независимо обнаружена в экспериментах на установке DCX-II<sup>125</sup>, где, как оказалось, она приводит к совершенно неожиданным, любопытным последствиям.

В DCX-II плазма создается путем инъекции и последующей диссоциации молекулярных ионов водорода с энергией 270 кэв на один протон. При оптимальных условиях инъекции плотность такой плазмы не превышает  $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

Рис. 20. Угловое распределение ионов в центральном сечении DCX-II<sup>125</sup>.

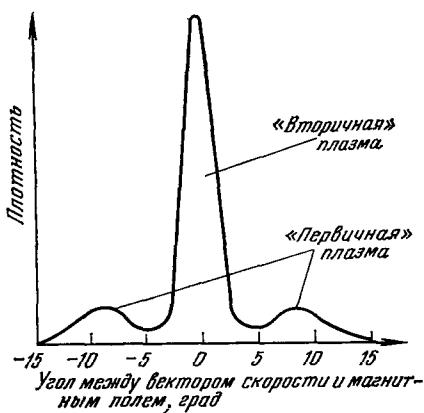
Наряду с этой «первичной» плазмой в ловушке образуется «вторичная» плазма, значительно более плотная и горячая:  $n_{\text{вт}} \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{i\text{вт}} \approx 800 \text{ кэв}$ ; при этом ионы имеют чрезвычайно анизотропное угловое распределение:  $T_{\perp}/T_{\parallel} \approx 10^3$  (рис. 20).

Как было выяснено, источником вторичной плазмы являются ионы, образующиеся из остаточного газа при ионизации и перезарядке; первоначально холодные ионы ускоряются ионно-циклotronными волнами, в которых электрическое поле достигает 100 в/см.

Пространственная структура этих волн, зависимость инкремента от плотности и ряд других характеристик, изученных экспериментально, хорошо описываются теорией неустойчивости типа отрицательной массы, обусловленной продольной неоднородностью магнитного поля.

## 9. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Выше были описаны эксперименты с ионно-горячей плазмой. К настоящему времени много экспериментов проведено и с электронно-горячей плазмой. Для создания такой плазмы используются самые разнообразные методы: ВЧ нагрев на электронно-циклotronном резонансе<sup>35, 75, 126</sup>, нагрев электронными пучками<sup>73, 127, 128</sup>, импульсами продольного магнитного<sup>129</sup> или электрического поля<sup>130</sup> (турбулентный нагрев<sup>131, 132</sup>), адиабатическое сжатие плазмы<sup>133</sup>. Разные методы приводят к несколько различным параметрам плазмы, но плотность горячих электронов лежит в интервале примерно от  $10^{10}$  до  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ , а энергия — от нескольких кэв до сотен кэв. Как правило, наряду с горячей плазмой в ловушках имеется холодная плазма с плотностью не меньшей, а иногда и на порядок боль-



шей плотности горячих электронов. Наличие холодной плазмы обычно приводит к стабилизации желобковой неустойчивости, и поэтому в экспериментах с электронно-горячей плазмой редко прибегают к «минимуму В».

Как правило, в экспериментах с электронно-горячей плазмой при достаточно большой ее плотности наблюдаются вспышки неустойчивости. Они наблюдаются в виде очень резких срывов диамагнитного сигнала (т. е. давления плазмы  $nT$ ), интенсивных вспышек СВЧ излучения на частотах порядка элек- тронно-циклotronной  $\omega_B$ , выброса электронов вдоль и попе- рек магнитного поля.

Тщательный анализ вспышек по частотам был проведен в работе <sup>75</sup>. В этой работе плазма создавалась и нагревалась в резонаторе с помощью электронно-циклotronного резонанса ( $\omega_{\text{ген}} \approx 2\omega_B$ ) при начальном давлении нейтрального газа порядка  $10^{-4}$  tor. Она состояла из двух компонент — горячей  $\approx n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \approx 15-30 \text{ кэв}$  и холодной, с плотностью больше  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Как оказалось, во время отдельной вспышки излучение монохроматично, но частоты слегка изменяются от вспышки к вспышке. С наибольшей вероятностью частоты группируются вокруг значений  $\omega \approx 2\omega_B$ ,  $\omega \approx 0,75 \omega_B$  и  $\omega \approx 0,6 \omega_B$ . Максимальная интенсивность излучения приходится на  $\omega = 0,75 \omega_B$ , при этом наблюдаются и максимальные потери энергии плазмы (брос диамагнитного сигнала до 80%).

Обращает на себя внимание тот факт, что частота колебаний (если не учитывать второй гармоники) лежит ниже циклотронной. Он наблюдается и на других установках. Например, в работе <sup>134</sup>, авторы которой с помощью СВЧ нагрева в резонаторе создавали двухкомпонентную плазму с  $n_{\text{гор}} \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{e\text{гор}} \approx 150 \text{ кэв}$ ,  $n_{\text{хол}} \approx (1-10) n_{\text{гор}}$  и  $T_{e\text{хол}} \approx 20 \text{ эв}$ , наблюдались вспышки как спонтанные, так и возбуждаемые искусственно внешним СВЧ импульсом на частоте  $\omega = 0,66 \omega_B$ . На рис. 21 в качестве другого примера представлены результаты экспериментального исследования зависимости частоты колебаний во время вспышки от плотности холодной плазмы <sup>135</sup>. В этой работе плазма нагревалась турбулентным способом при наложении импульсов продольного магнитного поля и имела следующие параметры:  $n_{\text{гор}} = 10^{10}-10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_{e\text{гор}} = 10-20 \text{ кэв}$ ,  $n_{\text{хол}}/n_{\text{гор}} \sim 10$ .

На рис. 22 показано, как изменяется плотность плазмы и ее анизотропия во время вспышки <sup>129</sup>. Как мы видим, после вспышки анизотропия плазмы, как и следовало ожидать, уменьшается.

Заметное изменение анизотропии и функции распределения горячей плазмы, а также интенсивный обмен энергией между горячей и холодной плазмой наблюдался в работе <sup>133</sup>. При этом у горячей плазмы «отрастает хвост», т. е. появляется группа высокозенергичных электронов. Вместе с тем увеличивается плотность холодной плазмы с температурой  $T_e \approx 200 \text{ эв}$ , что интерпретируется авторами как результат нагрева в ВЧ полях вспышки совсем холодных электронов с  $T_e \approx 20 \text{ эв}$ .

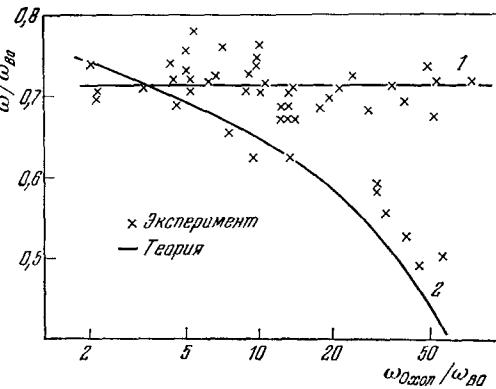


Рис. 21. Зависимость частоты колебаний от плотности холодной плазмы.  
1 — экспериментальные колебания, 2 — электромагнитные <sup>135</sup>.

Нет сомнений в том, что вспышки СВЧ излучения и сбросы давления плазмы связаны с раскачкой колебаний из-за неравновесности функции распределения горячих электронов. Однако пока еще не вполне ясно, какие именно колебания возбуждаются в плазме. Теоретически было показано, что в электронно-горячей плазме одно лишь наличие анизотропии функции распределения (поперечная температура  $T_{\perp}$  больше продольной  $T_{\parallel}$ ) должно приводить не только к электростатической<sup>136</sup>, но и к электромагнитной неустойчивости, т. е. к раскачке поперечных колебаний с круговой поляризацией — так называемых «свистов» (эта неустойчивость была предсказана Сагдеевым, Шафрановым<sup>99</sup> и подробно рассмотрена Шарером и Тривельписом<sup>101, 137</sup>). И та, и другая неустойчивость должны развиваться на частотах, меньших циклотронной: подставляя в условие раскачки колебаний (5,5) максвелловскую двухтемпературную функцию распределения ( $T_{\perp} \neq T_{\parallel}$ ), легко получить условие

$$\omega/\omega_B < (\theta - 1)/\theta, \quad (9,1)$$

где  $\theta = T_{\perp}/T_{\parallel}$  — параметр анизотропии.

Условие раскачки (9,1) относится к любой неустойчивости, однако максимумы соответствующих инкрементов достигаются все же при несколько различных частотах. На рис. 21 сплошной линией представлена, как функция от плотности холодной плазмы, зависимость частоты, соответствующей максимальному инкременту, для электростатической и электромагнитной неустойчивостей. Как мы видим, экспериментальные данные по зависимости  $\omega$  ( $n_{\text{хол}}$ ) не дают возможности

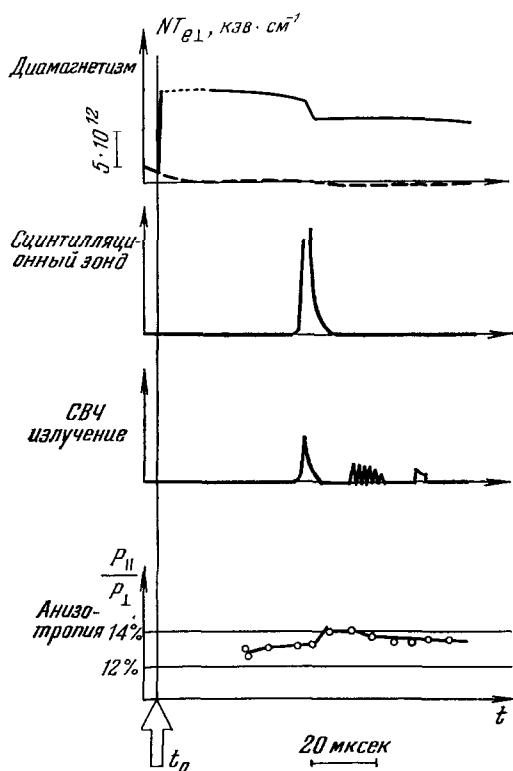


Рис. 22. Сигналы с различных датчиков и изменение анизотропии при вспышке неустойчивости<sup>129</sup>.

достаточно убедительно выбрать одну из двух неустойчивостей. Численные расчеты инкрементов для этой области параметров также приводят к близким значениям для двух типов волн<sup>135</sup>. Все же авторы работы<sup>135</sup> склоняются к выводу о раскачке «свистов», т. е. поперечных электромагнитных волн, поскольку они лучше подходят для объяснения экспериментов по усилиению искусственно возбуждаемых волн в плазме. К выводу о возможности раскачки «свистов» приходят также авторы работ<sup>75, 134, 139</sup>. В частности, в работах<sup>134, 138</sup> было показано, что выходящее из плазмы излучение действительно имеет круговую поляризацию в сторону вращения электронов, как должно иметь место для волн типа «свистов».

Но, с другой стороны, экспериментальные данные<sup>133</sup> хорошо согласуются с расчетами<sup>92</sup> по возбуждению циклотронной электростатической неустойчивости для двугорбой функции распределения, а именно, теория правильно предсказывает пороговую плотность, при которой возбуж-

ждается неустойчивость ( $\omega_0 \sim 0,1 \omega_B$ ), величину относительной плотности холодной плазмы ( $n_{\text{хол}}/n_{\text{гор}} \approx 0,5$ ), инкремент  $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  и частоту колебаний. Впрочем, не исключено, что эти результаты не противоречат и гипотезе о возбуждении «свистов» (геликонов).

Резюмируя, можно сказать, что в настоящее время представляется более вероятным, что в электронно-горячей плазме, удерживаемой в адиабатических ловушках, развивается электромагнитная неустойчивость типа раскачки «свистов», хотя не исключена и возможность электростатических неустойчивостей.

#### 10. МАЗЕРЫ НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

Неустойчивости и СВЧ вспышки, сопровождаемые сбросом плазмы, разумеется, представляют собой нежелательное явление в адиабатических ловушках. Но то же самое по физической природе явление с успехом используется в радиоэлектронике. Мы имеем в виду мазеры на циклотронном резонансе<sup>141–143</sup>. Подобно мазерам в данном случае речь идет также о возбуждении СВЧ резонатора, но не возбужденными молекулами, а спиральным электронным потоком, в котором электроны наряду с некоторым продольным движением совершают вращение по лармировским окружностям. Благодаря взаимодействию с поперечным движением и происходит раскачка колебаний. Таким образом, в данном случае термин мазер используется не в смысле квантового генератора; по существу, взаимодействие электронного пучка с резонатором является чисто классическим и может быть описано в обычных терминах радиоэлектроники. Однако аналогия с мазерами оказалась весьма плодотворной — она позволила с единой точки зрения, на основе механизма индуцированного излучения классических возбужденных осцилляторов, теоретически проанализировать и наметить пути создания целого ряда электронных приборов, в которых используются потоки осциллирующих электронов<sup>143</sup>.

В мазерах на циклотронном резонансе (МЦР) роль возбужденных осцилляторов играют вращающиеся по лармировским окружностям электроны винтового пучка. Соответствующее возбуждение или усиление колебаний с частотой, близкой к циклотронной, в МЦР по своей физической природе фактически ничем не отличается от циклотронных неустойчивостей в адиабатических ловушках. Вся разница состоит лишь в том, что в МЦР речь идет о возбуждении вакуумного резонатора, а в адиабатических ловушках колеблющейся средой является плазма.

Однако с точки зрения более детальной картины взаимодействия резонансных электронов со средой определенное различие между МЦР и адиабатическими ловушками все же существует. Дело в том, что в адиабатических ловушках функция распределения частиц по скоростям всегда является гладкой, так что в резонанс с волной обычно попадает лишь малая их доля. В МЦР, наоборот, желательно, чтобы все электроны резонансно взаимодействовали с волной, и поэтому целесообразно использовать пучки с малым разбросом по скоростям. Соответственно вместо использованного в гл. 5 метода описания взаимодействия частиц с волнами, в котором по аналогии с затуханием Ландау рассматривается вклад в раскачку волн только от резонансных частиц, удобно перейти к более привычному в радиоэлектронике языку группировки частиц пучка при их взаимодействии с волной. Этот язык позволяет также несколько по-другому взглянуть на механизм раскачки колебаний.

Оказывается, что существуют два механизма группировки осцилляторов в поле волны, благодаря которой и происходит когерентное индуцированное излучение<sup>143, 158</sup>. Один из них связан с продольным смещением

осцилляторов, что аналогично «отдаче» (5,2) осциллятора при излучении фотона. Это смещение приводит к пространственной группировке осцилляторов. Кроме того, если осцилляторы неизохронны, т. е. их частота зависит от энергии (для электронов это имеет место вследствие релятивистской зависимости массы от скорости), появляется возможность фазовой группировки осцилляторов, аналогичной рассмотренной нами выше при обсуждении неустойчивости отрицательной массы. Оказывается, что в МЦР преобладание того или иного вида группировки определяется величиной фазовой скорости  $v_\phi$  электромагнитной волны: при  $v_\phi < c$  преобладает пространственная, а при  $v_\phi > c$  — фазовая группировка<sup>143, 149</sup>. Таким образом, даже при сравнительно небольших скоростях электронов по сравнению со скоростью света при  $v_\phi > c$  оказывается существенным учет релятивизма, приводящего к фазовой группировке<sup>159</sup>. Этот вывод становится не столь неожиданным, если учесть, что при малых плотностях электронов в пучке частота колебаний должна быть очень близка к циклотронной.

Эффект фазовой группировки за счет релятивизма может проявляться и в адиабатических ловушках, как было продемонстрировано недавно в работе<sup>160</sup>, где наблюдалась раскачка колебаний холодной плазмы горячими электронами на удвоенной циклотронной частоте.

#### 11. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЗЕМЛИ

Магнитное поле Земли является естественной магнитной ловушкой, эффективность которой в отношении удержания разреженной плазмы была наглядно продемонстрирована открытием радиационных поясов<sup>144, 145</sup>. Это открытие сразу же выдвинуло ряд проблем, в своей основе чисто плазменного характера: откуда берутся высокоэнергичные частицы и как поддерживаются радиационные пояса, какие физические процессы происходят в поясах, с чем связана их видимая устойчивость, и т. д. Длительное и подробное исследование этих вопросов обнаружило богатый и интересный круг физических явлений<sup>146, 147</sup>, весьма близких по своей природе к протекающим в лабораторных адиабатических ловушках. В понимании этих явлений большую роль сыграли те представления, которые были выработаны в процессе исследований по физике высокотемпературной плазмы и управляемым термоядерным реакциям.

Кратко и по необходимости весьма упрощенно картину динамики радиационных поясов можно описать следующим образом. Радиационные пояса — это области с повышенной корпускулярной радиацией, т. е. зоны, в которых магнитное поле Земли удерживает заряженные частицы с большой энергией. Пояса расположены в магнитосфере Земли, т. е. в полости, в которой находится магнитное поле Земли, обжатое солнечным ветром — непрерывным потоком плазмы от Солнца. В направлении к Солнцу граница магнитосферы расположена примерно при  $L \approx 10$  ( $L$  — расстояние от центра Земли до точки пересечения силовой линии с плоскостью экватора, выраженное в радиусах Земли), а наочной стороне силовые линии вытянуты в хвост магнитосферы, который тянется на расстояние порядка миллиона километров. Если ограничиться лишь внутренней областью магнитосферы, то можно сказать, что у Земли имеется один протонный \*) и два электронных пояса. Протонный пояс с энергиями частиц от 100 кэв и до десятков Мэв имеет максимум интенсивности при  $L \approx 3-4$ . Примерно в этом же месте, при

\*) Иногда выделяют еще внутренний протонный пояс, но если иметь в виду основную часть частицы с энергией меньше 30 Мэв, то в этом нет необходимости.

$L \approx 3$ , расположена минимум электронной радиации, разделяющий два электронных пояса (электронов с энергией больше 100 кэв) — внешний, с максимумом при  $L \approx 5$ , и внутренний, с максимумом при  $L \approx 1,5$ . Плотность потока частиц в поясах имеет порядок  $10^7$ — $10^8 \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ .

Кроме высокоэнергичных частиц в магнитосфере имеется холодная плазма с энергией частиц от 0,1 до нескольких электронвольт и с плотностью порядка  $10^3 \text{ см}^{-3}$  при  $L \leq 4$ . При некотором  $L$ , меняющем свое значение в зависимости от уровня магнитной активности в интервале  $L \approx 3$ — $6$ , происходит резкий спад плотности холодной плазмы на один-два порядка. Эта область спада называется «коленом» или плазмопаузой.

Радиационные пояса образуются и формируются при помощи беспараллельных колективных процессов, столь характерных для физики плазмы. Что касается протонного пояса, то он обусловлен переносом частиц в направлении к Земле поперек их дрейфовых поверхностей. Происходит это следующим образом. Во время возмущений магнитосферы под действием флуктуаций параметров солнечного ветра происходят сильные возмущения конфигурации магнитного поля, связанные, в частности, с перестройкой периферийных силовых линий, которые могут уходить в хвост и возвращаться обратно.

Эти возмущения приводят к инъекции быстрых частиц из хвоста внутрь магнитосферы (кроме того, могут непосредственно захватываться частицы солнечного ветра). Вслед за этим в игру вступает своеобразный механизм диффузии <sup>147, 148</sup>, связанный с тем, что при геомагнитных возмущениях типа внезапных импульсов происходят искажения дрейфовых поверхностей для заряженных частиц, благодаря которым частицы получают возможность смещаться по  $L^*$ ). При такой диффузии сохраняется поперечный (а также и продольный) инвариант, так что при перемещении нерелятивистской частицы в направлении к Земле ее энергия возрастает как  $L^{-3}$ . Оказывается, что в сочетании с ионизационными потерями этот механизм ответствен за формирование протонного пояса частицами от 100 кэв до 30 Мэв. Лишь в самых внутренних областях ( $L \leq 2$ ) диффузия настолько замедляется, что для энергий больше 40 Мэв начинает преобладать механизм захвата протонов от распада нейтронов альбедо космических лучей.

Протонный пояс, вообще говоря, устойчив. Что касается желобковой неустойчивости, то в радиационных поясах она не играет заметной роли. Это связано с быстрым убыванием магнитного поля по радиусу  $B \sim L^{-3}$ . Подобно тому, как в атмосфере конвективная неустойчивость развивается лишь при сверхадиабатическом градиенте температуры, желобковая неустойчивость в быстро спадающем поле также требует для своего развития достаточно большого градиента давления <sup>6, 39</sup>. Неустойчивость будет развиваться, если при смещении по радиусу некоторой трубы с плазмой давление в ней будет больше, чем давление окружающей плазмы. Но при смещении трубы на  $\delta L$  ее объем  $V$  увеличивается на  $\delta V = 4(\delta L/L)V$  за счет удлинения и увеличения поперечного сечения, так что при адиабатическом расширении с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$  ее давление уменьшится на  $\delta p = -4\gamma p \delta L/L \approx -7p \delta L/L$ . Отсюда следует, что желобковая неустойчивость не должна развиваться, если давление спадает с радиусом медленнее \*\*) чем  $L^{-7}$ . (Учет реального распределения частиц по пич-углам несколько изменяет этот показатель, но не сильно <sup>146</sup>.) За исключением, быть может, области «колена» это условие всюду выполнено. Протонный пояс устойчив и к дрейфовой неустойчивости.

\*) При таких возмущениях не сохраняется третий адиабатический инвариант Ф.

\*\*) При быстрых перемещениях плазмы начинает играть роль стабилизация торцами — проводящей ионосферой, так что показатель степени может быть еще больше <sup>149</sup>.

Что касается кинетических неустойчивостей, связанных с наличием запретного конуса в пространстве скоростей удерживаемых ловушкой частиц, то, как правило, в протонном поясе они не развиваются — плотность протонов обычно меньше критической. Однако в максимуме интенсивность быстрых протонов близка к критической, и при возмущениях геомагнитного поля или ионосферы условие устойчивости нарушается. В этом случае развивается циклотронная неустойчивость, соответствующая раскачке альвеновских волн в холодной плазме на циклотронном резонансе с быстрыми протонами (в отличие от лабораторных экспериментов развивается не электростатическая, а электромагнитная неустойчивость, что связано с относительно большей плотностью плазмы). Эта неустойчивость проявляется в виде красивых геомагнитных пульсаций типа «жемчужин»<sup>150</sup>.

Значительную роль играет циклотронная неустойчивость в формировании электронных поясов. Оказывается, что как диффузия электронов из внешних областей, так и нейтронного механизма (распад нейтронов альбедо космического излучения) вполне достаточно для переполнения поясов сверх критической плотности в области  $2 < L \leq 5$ . Поэтому форма поясов в этой зоне определяется циклотронной неустойчивостью<sup>147</sup>, т. е. раскачкой колебаний типа «свистов» на циклотронном резонансе, как это имеет место в лабораторных экспериментах с электронно-горячей плазмой. Расчет показывает<sup>147</sup>, в частности, что зазор между внутренним и внешним электронными поясами ( $2,8 < L < 3,2$ ) соответствует минимуму поглощения в ионосфере волны с частотой, близкой к электронно-циклотронной в вершине силовой линии\*). Таким образом, наряду с переносом частиц при геомагнитных возмущениях циклотронная неустойчивость является одним из основных бесстолкновительных механизмов формирования электронных зон радиации.

## 12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты по удержанию плазмы в адиабатических ловушках, начатые и развернутые как одно из направлений программы исследований по управляемым термоядерным реакциям, быстро обнаружили весьма обширный и интересный круг физических явлений. Эксперименты с отдельными частицами позволили более глубоко понять картину квазипериодических движений в классической механике; исследования же с плазмой показали, что динамика коллектива заряженных частиц определяется не столько парными столкновениями, сколько дальними взаимодействиями, связанными с возбуждениями надтепловых электрических и магнитных полей, т. е. с неустойчивостями плазмы. В экспериментах с адиабатическими ловушками была детально исследована и успешно стабилизирована казавшаяся одной из наиболее грозных неустойчивостей, так называемая желобковая или конвективная. Было исследовано и своеобразное турбулентное движение плазмы, вызываемое этой неустойчивостью. Дальнейшее исследование свойств адиабатически удерживаемой плазмы обнаружило целый ряд коллективных эффектов, связанных с так называемыми кинетическими неустойчивостями; изучение их продолжается и по настоящее время. Запуск искусственных спутников привел к открытию радиационных поясов Земли и тем самым продемонстрировал, что эффекты удержания плазмы в магнитных ловушках играют роль не только в искусственно созданных лабораторных приборах, но и в природных условиях, причем между экспериментальными данными, получен-

\*.) При этом частота резонансной волны много меньше электронной, но в несколько раз больше ионной циклотронной частоты в ионосфере.

ными в лабораторных условиях, и наблюдательными данными, относящимися к магнитосфере Земли, имеется хорошее соответствие. Физика этих явлений, т. е. индуцированное возбуждение волн, оказалась близкой к физике мазеров, и, в частности, мазеры на циклотронном резонансе вплотную смыкаются с адиабатическими ловушками с электронно-горячей плазмой.

К настоящему времени наши знания о физических свойствах плазмы в адиабатических ловушках достигли достаточно высокого уровня, что позволяет с большим основанием рассматривать вопрос о том, действительно ли адиабатические ловушки могут привести к созданию термоядерного реактора, как это предлагалось первоначально Будкером и Постом.

Подобный вопрос обсуждался неоднократно на разных стадиях развития исследовательской программы по управляемому синтезу<sup>30, 31, 151-154</sup>. Следует заметить, что выводы, к которым приходили различные авторы, несут на себе известный отпечаток — в одних случаях отчетливого оптимизма, в других — осторожного скептицизма. Это нетрудно понять, если принять во внимание, что по своему энергобалансу открытые ловушки не обладают надежным «запасом прочности», каким обладают, по крайней мере в принципе, замкнутые системы\*).

Дело в том, что даже при полном отсутствии плазменных неустойчивостей и связанных с ними потерь энергии у открытых ловушек имеется неустранимый и весьма значительный источник потерь в виде потока частиц в «запретный» конус из-за кулоновского рассеяния. При оптимальных, с точки зрения энергобаланса, параметрах плазмы время удержания ионов в ловушке  $\tau_k$  оказывается существенно меньшим, чем время жизни ионов до ядерной реакции  $\tau_a$ , и лишь незначительная доля инжектируемых частиц, порядка  $10^{-2}$ , успевает прореагировать за время  $\tau_k$ . Вследствие этого условие достижения положительного энергетического выхода оказывается очень чувствительным к истинной величине  $\tau_k$ .

Точное вычисление  $\tau_k$  представляет собой сложную кинетическую задачу. Проведенные до сих пор аналитические<sup>3, 29, 155</sup> и численные<sup>31, 156, 157</sup> расчеты основываются на тех или иных упрощающих предположениях; соответственно результаты, полученные разными авторами, отличаются между собой в несколько раз, и их следует рассматривать скорее лишь как приближенную оценку. Ввиду сложности и обилия факторов, влияющих на величину кулоновских потерь, вряд ли можно надеяться, что расчетным путем удастся определить  $\tau_k$  со значительно большей точностью. Поэтому решающее слово здесь будет, очевидно, принадлежать эксперименту, который должен проводиться при параметрах плазмы, максимально приближающихся к термоядерным.

Что касается неустойчивостей плазмы, то, как показывает многолетний опыт их исследования, несмотря на их априорную угрозу, детальное изучение физики неустойчивостей и выяснение условий их развития позволяет находить и средства стабилизации.

Именно эти обстоятельства делают изучение поведения плазмы в адиабатических ловушках не только целесообразным с чисто физической точки зрения, но и вполне оправданным с точки зрения возможных перспектив создания управляемого термоядерного реактора.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова

\* ) Под энергобалансом здесь имеется в виду соотношение между ядерной энергией, выделяющейся при реакциях синтеза (с учетом к. п. д. преобразования ядерной энергии в электрическую), и всеми энергетическими затратами, расходуемыми на поддержание реакции (также в виде электрической энергии).

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Сахаров, И. Е. Тамм, в сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», т. 1, М., Изд-во АН СССР, стр. 3.
2. L. Spritzer, Phys. Fluids 1, 253 (1958).
3. Г. И. Будкер см. <sup>1</sup>, т. 3, стр. 3.
4. А. С. Бишоп, Проект Шервуд, М., Госатомиздат, 1960.
5. M. Rosenbluth, C. Longmire, Ann. Phys. 1, 120 (1957).
6. Б. Б. Кадомцев и др., см. <sup>1</sup>, т. 4, стр. 16.
7. М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, В. Г. Тельковский, Е. Е. Юшманов, ЖЭТФ 40, 40 (1961).
8. М. С. Иоффе, Е. Е. Юшманов, Ядерный синтез, Дополнение, ч. 1, 177 (1962).
9. Ю. В. Готт, М. С. Иоффе, В. Г. Тельковский, Ядерный синтез, Дополнение, ч. 3, 1045 (1962).
10. Р. Пост, УФН 61, 491 (1957).
11. И. Н. Головин и др. УФН 73, 685 (1961).
12. И. М. Подгорный, УФН 85, 65 (1965).
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, М., Физматгиз, стр. 193.
14. М. Крускал, Адиабатические инварианты, М., ИЛ, 1962.
15. Б. Ленерт, Динамика заряженных частиц, М., Атомиздат, 1967, стр. 30.
16. А. М. Дыхне, ЖЭТФ 38, 570 (1960).
17. Б. Б. Кадомцев, см. <sup>1</sup>, т. 4, стр. 235.
18. T. Northrop, E. Teller, Phys. Rev. 117, 215 (1960).
19. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев, в сб. «Вопросы теории плазмы», т. 2, М., Атомиздат, 1963, стр. 177.
20. B. Hastings, G. Hobbs, J. Taylor, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, vol. 1, IAEA, Vienna, 1969, стр. 389.
21. G. Gibson, E. Laufer, Bull. Amer. Phys. Soc., ser. 2, 3, 412 (1958); G. Gibson, W. Jordan, E. Laufer, Phys. Fluids 6, 116 (1963).
22. С. Н. Родионов, Атомная энергия 6, 623 (1959).
23. А. Н. Дубинина, Л. С. Красицкая, Письма ЖЭТФ 5, 230 (1967); А. Н. Дубинина, Л. С. Красицкая Ю. А. Юдин, Plasma Phys., 2, 551 (1969).
24. В. М. Балебанов, Н. Н. Семашко, Ядерный синтез 7, 207 (1967).
25. В. Г. Пономаренко, Л. Я. Трайнина, В. И. Юрченко, А. Н. Яспецкий, ЖЭТФ 55, 3 (1968).
26. В. И. Арнольд, УМН 18, 91 (1963).
27. Б. В. Чириков, ДАН СССР 125, 1015 (1959); Атомная энергия 6, 630 (1959); Диссертация (ИЯФ СО АН СССР, 1968).
28. В. И. Арнольд, ДАН СССР 156, 9 (1964).
29. D. Judd, W. McDonald, M. Rosenbluth, End Leakage Losses from the Mirror Machine, AEC Report WASH-289, Conference on Controlled Thermonuclear Reactions, Berkely, California.
30. Д. В. Сивухин, в сб. «Вопросы теории плазмы», т. 5, М., Атомиздат, 1967, стр. 439.
31. T. Fowler, M. Rankin, J. Nucl. Energy, pt. C4, 311 (1962); J. Nucl. Energy, pt. C8, 121 (1966).
32. R. Post, Phys. Fluids 4, 902 (1961).
33. D. Bep-Daniel, J. Nucl. Energy, pt. C 3, 235 (1961).
34. Е. Е. Юшманов, ЖЭТФ 49, 588 (1965).
35. W. Ard, R. Dandl, A. England, G. Haus, N. Lazar, см. <sup>20</sup>, vol. 2, 1966, стр. 153.
36. L. Smullin, W. Getty, ibid., стр. 815.
37. G. Francis, J. Hill, B. McNamara, D. Mason, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 329.
38. M. Kruskal, M. Schwarzschild, Proc. Roy. Soc. A223, 348 (1954).
39. Б. Б. Кадомцев, см. <sup>19</sup>, стр. 132.
40. Б. Б. Кадомцев, ЖЭТФ 40, 328 (1961).
41. М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, В. Г. Тельковский, Е. Е. Юшманов, ЖЭТФ 39, 1602 (1960).
42. Г. Ф. Богданов, И. Н. Головин Ю. А. Кучеряев, Д. А. Панов, Ядерный синтез, Дополнение, ч. 1, 215 (1962).
43. L. Kuo, E. Migrny, M. Petragovic, D. Sweetman, Phys. Fluids 7, 988 (1964).
44. C. Dam, J. Foote, A. Futch, A. Cardner, F. Gordon, A. Hunt, R. Post, Phys. Fluids 8, 1472 (1965).
45. Б. Б. Кадомцев, Ядерный синтез 1, 286 (1961).
46. А. Б. Михайловский, ЖЭТФ 43, 509 (1962).

47. Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров, А. А. Чеккина, ЖТФ **38**, 1205 (1968).
48. А. В. Тимофеев, Plasma Phys. **10**, 235 (1968).
49. А. Симон, M. Rosenbluth, Phys. Fluids **9**, 726 (1966).
50. А. В. Тимофеев, Ядерный синтез **4**, 354 (1964).
51. Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров, Ядерный синтез (1970).
52. A. Futch, C. Damm, J. Foote, R. Freis, F. Gordon, A. Hunt, J. Killeen, K. Moses, R. Post, J. Steinhaus, см. <sup>20</sup> vol. 2, 1966, стр. 3.
53. Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров, Л. Ф. Суздалецева, Ядерный синтез **8**, 341 (1968).
54. R. Vargha, Nucl. Fusion **7**, 57 (1967).
55. V. Корескý, Nucl. Fusion **8**, 313 (1968).
56. H. Furth, Bull. Amer. Phys. Soc. **10**, 523 (1965).
57. Ю. Т. Байборо́дов, М. С. Иоффе, В. М. Петров, Р. И. Соболев, Атомная энергия **14**, 443 (1963).
58. М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, Атомная энергия **17**, 366 (1964).
59. Е. А. Трубников, см. <sup>20</sup>, vol. 1, 1966, стр. 83.
60. J. Taylor, Phys. Fluids **6**, 1529 (1963); **7**, 767 (1964).
61. R. Hastie, J. Taylor, Phys. Rev. Lett. **9**, 241 (1964); R. Hastie, J. Taylor, Phys. Rev. Lett. **13**, 123 (1964).
62. W. Perkins, W. Barr, см. <sup>20</sup>, vol. 2, 1966, стр. 115.
63. W. Bernstein, V. Chechkin, L. Kuo, E. Murphy, M. Petravici, A. Riviera, D. Sweetman, ibid, стр. 23.
64. Л. И. Артеменков и др., ibid., стр. 45.
65. G. Francis, J. Hill, D. Mason, ibid. vol. 1, стр. 53.
66. А. Bequet, P. Blane, R. Gravier, P. Laconsteuy, H. Luc, C. Renaud, J. Tachon, D. Vergnon, ibid., стр. 69.
67. J. Andreoletti, Compt. rend. **257**, 1033, 1235 (1963).
68. H. Furth, в сб. Advances in Plasma Physics, vol. 1, Interscience Publ., New York, 1968.
69. Р. Post, Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Доклады иностранных ученых, М., 1959, стр. 548.
70. М. В. Бабыкин, П. П. Гаврин, Е. К. Завойский, Л. И. Рудаков, В. А. Скорюкин, ЖЭТФ **47**, 1631 (1964).
71. W. Perkins, W. Barr, Bull. Amer. Phys. Soc. **9**, 328 (1964).
72. F. Coensgen, W. Cummings, W. Nexsen, A. Sherman, Phys. Fluids **9**, 187 (1966).
73. В. А. Симонов, В. В. Абзовик, В. Н. Мнев, В. В. Игнатов, см. <sup>20</sup>, vol. 2, 1966, стр. 93.
74. R. Scott, T. Jensen, C. Wharton, H. Fleischmann, R. Tuckfield, ibid., стр. 463.
75. V. Alkaev, V. Lagolev, S. Mogozov, Plasma Phys. **10**, 753 (1968).
76. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев, ЖЭТФ **34**, 1566 (1964).
77. В. В. Арсенин, В. А. Жильцов, В. А. Чуянов, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 515.
78. В. В. Арсенин, В. А. Жильцов, В. Х. Лихтенштейн, В. А. Чуянов, Письма ЖЭТФ **8**, 69 (1968).
79. M. Churchill, V. Chuprov, E. Murphy, M. Petravici, D. Sweetman, E. Thompson, Third European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Utrecht, Wolters-Noordhoff Publish. Comp., 1969, стр. 12.
80. E. Harris, J. Nucl. Energy, pt. C **2**, 138 (1961).
81. G. Guest, R. Dory, Phys. Fluids **8**, 1853 (1965).
82. M. Rosenbluth, R. Post, Phys. Fluids **8**, 547 (1965).
83. Ю. Н. Днестровский, Ядерный синтез **3**, 259 (1963).
84. В. Б. Красовицкий, К. Н. Степанов, ЖТФ **34**, 6 (1964).
85. А. Б. Михайловский, Ядерный синтез **5**, 125 (1965).
86. M. Rosenbluth, R. Post, Phys. Fluids **9**, 730 (1966).
87. А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ **44**, 919 (1963).
88. Y. Shima, T. Fowler, Phys. Fluids **8**, 2245 (1965).
89. H. Berk, T. Fowler, L. Pearlstein, R. Post, J. Callen, W. Horton, M. Rosenbluth, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 151.
90. C. Beasley, R. Dory, W. Farr, G. Guest, D. Sigmar, ibid, стр. 141.
91. L. Pearlstein, M. Rosenbluth, D. Chang, Phys. Fluids **9**, 953 (1966).
92. L. Hall, W. Heckrotte, T. Kammasch, Phys. Rev. A**139**, 1117 (1965).
93. R. Dory, G. Guest, E. Harris, Phys. Rev. Lett. **5**, 131 (1965).
94. J. Taylor, Phys. Fluids **10**, 1357 (1967).

95. Б. Б. Кадомцев, А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ **47**, 2266 (1964).
96. A. Bergs, B. Gruberg, Appl. Phys. Lett. **6**, 27 (1965).
97. L. Hall, W. Neckgrotte, Phys. Fluids **9**, 1496 (1966).
98. Л. И. Рудаков, Р. З. Сагдеев, см. <sup>1</sup>, т. 3, стр. 268.
99. Р. З. Сагдеев, В. Д. Шафранов, ЖЭТФ **39**, 181 (1960).
100. А. В. Тимофеев, В. И. Пистунович, см. <sup>30</sup>, стр. 351.
101. J. Shagel, A. Trivelpiece, Phys. Fluids **10**, 591 (1967).
102. И. Н. Головин, Л. И. Артеменков и др., УФН **53**, 685 (1961).
103. А. Е. Бажанова, В. Т. Карпухин, А. Н. Каходов, В. И. Пистунович, Ядерный синтез, Дополнение, ч. 1, 227 (1962).
104. W. Galverg, J. Gordey, G. Kuop-Petravic, E. Migrhy, M. Petracic, D. Sweetman, E. Thompson, Ion Cyclotron, Instabilities in the Phoenix II Experiment, Preprint CLM-P174, Culham Laboratory, Abingdon Berkshire, UK (1968).
105. J. Dunlap, H. Postma, G. Haste, L. Rebege, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 67.
106. А. В. Бортников, Н. Н. Бревнов, В. Г. Жуковский, М. К. Романовский, ЖЭТФ **53**, 249 (1967); см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 311.
107. Дж. Беркович, К. Фридрикс, Г. Герцель, Г. Град, Дж. Киллин, Е. Рубин, см. <sup>69</sup>, стр. 146.
108. J. Gordey, G. Kuop-Petravic, E. Migrhy, M. Petracic, D. Sweetman, E. Thompson, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 267.
109. C. Dam, J. Foote et al., ibid., стр. 253.
110. Л. И. Артеменков, И. В. Галкин, Р. Дей-Кас, В. А. Жильцов, В. Х. Лихтенштейн, Д. А. Панов, В. А. Чуянов, The Second European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Stockholm, 1967.
111. Л. И. Артеменков, Диссертация (Москва, 1968).
112. M. Rosenbluth, N. Krall, N. Rostoker, Nucl. Fusion, Supplement, pt. 1, 143 (1962).
113. А. А. Галеев, ЖЭТФ **49**, 672 (1965).
114. F. Coensgen, W. Cummings, R. Ellis, W. Nexsen, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 225.
115. Ю. Т. Байбороев, Ю. В. Готт, М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, ibid, стр. 213.
116. А. Б. Михайловский, ДАН СССР **169**, 554 (1966).
117. Ю. Т. Байбороев, Ю. В. Готт, М. С. Иоффе, Е. Е. Юшманов, Письма ЖЭТФ **3**, 92 (1966); Ю. Т. Байбороев, М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, Е. Е. Юшманов, ЖЭТФ **53**, 513 (1967).
118. Б. И. Канаев, Е. Е. Юшманов, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 319.
119. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, Атомная энергия **7**, 549 (1959).
120. C. Nielsen, A. Sesseler, K. Symon, International Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN, Geneva, 1959.
121. H. Postma, H. Dunlap, R. Dogu, G. Haste, R. Young, Phys. Rev. Lett. **16**, 265 (1966).
122. L. A. Ferraghi, K. C. Rogers, R. W. Landau, Phys. Fluids **11**, 691 (1968).
123. Б. Б. Кадомцев, О. П. Погуце, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 125.
124. J. Clarke, G. Kelley, Phys. Rev. Lett. **21**, 1040 (1968).
125. J. Clarke, G. Kelley, J. Lyon, R. Stratton, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 291.
126. W. Ard, R. Dandle, R. Stettler, Phys. Fluids **9**, 1498 (1966).
127. L. Smullin, W. Getty, см. <sup>20</sup>, vol. 2, 1966, стр. 815.
128. Б. И. Блинов, Л. П. Закатов, А. Г. Плахов, Р. В. Чикин, В. В. Шапкин, ЖЭТФ **52**, 670 (1965).
129. J. Jacquinot, C. Leloup, J. Poffe, M. de Pretis, F. Waelbroeck, R. Evard, J. Ripault, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 347.
130. А. И. Карчевский, ЖЭТФ **50**, 307 (1966).
131. М. В. Бабыкин, П. П. Гаврин, Е. К. Завойский, Л. И. Рудаков, В. А. Скорюкин, ЖЭТФ **47**, 1631 (1964); см. <sup>20</sup>, vol. 2, 1966, стр. 851.
132. Е. К. Завойский, С. Л. Недосеев, Л. И. Рудаков, В. Д. Русаков, В. А. Скорюкин, С. Д. Фанчевко, ibid., стр. 679.
133. W. Perkins, K. Bagar, Phys. Fluids **11**, 388 (1968).
134. H. Ikegami, H. Ikeya, T. Kawamura, H. Momota, K. Takayama, G. Terashima, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 423.
135. J. Jacquinot, S. Kawasaki, C. Leloup, J. Poffe, M. de Pretis, J. Ripault, F. Waelbroeck, см. <sup>79</sup>, стр. 14.
136. E. Harriss, Phys. Rev. Lett. **2**, 34 (1959).
137. J. Shagel, Phys. Fluids **10**, 652 (1967).
138. L. Ferraghi, A. Kuckles, Phys. Fluids **8**, 2295 (1965).
139. А. Н. Каходов, ЖЭТФ **56**, 792 (1969).

140. P. Brassier, P. Lecoustey, C. Renéad, J. Tachon, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 299.
141. А. В. Гапонов, Изв. вузов (Радиофизика) 2, 450, 836 (1959).
142. J. Schneider, Phys. Rev. Lett. 2, 504 (1959).
143. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. вузов (Радиофизика) 10, 1414 (1967).
144. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудаков, ДАН СССР 120, 123 (1958).
145. J. A. Van Allen, J. H. Ludwig, E. C. Roy, C. E. Mellwain, Jet Propulsion 28, 542 (1958).
146. L. Scargf, см. <sup>68</sup>, стр. 101.
147. Б. А. Тверской. Динамика радиационных поясов Земли, М., «Наука», 1968.
148. E. Parker, J. Geophys. Res. 65, 3117 (1960).
149. Б. Б. Кадомцев, В. Е. Рокотян, ДАН СССР 133, 68 (1960).
150. В. А. Троидская, А. В. Гульельми, УФН 97, 453 (1969).
151. R. Post, Nuclear Fusion, Supplement, pt. 1, 99 (1962).
152. Л. А. Арцимович, УФН 91, 365 (1967).
153. R. Post, Mirror Confinement and Its Optimization. Preprint UCRL-70681, Livermore, USA, 1968.
154. P. Hopemann, C. Francis, J. Jukes, D. Mason, B. McNamea, D. Sweetman, J. Taylor, C. Watson, F. Julian, Thermonuclear Reactors based on Mirror Machine Confinement. Preprint CLM-R94, Culham Laboratory (1969).
155. Д. В. Сивухин, в сб. «Вопросы теории плазмы», т. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 159.
156. A. Gaggen, G. Bing et al., Proceedings of Second U. N. Intern. Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, vol. 31, 1958, стр. 65.
157. J. Roberts, M. Garry, Report UCRL-5651-T, US Atomic Energy Commission (1960).
158. А. В. Гапонов, ЖЭТФ 39, 326 (1960).
159. А. В. Гапонов, В. К. Юлпатов, Радиотехника и электроника 12, 627 (1966).
160. R. A. Blancken, A. F. Kuckes, см. <sup>20</sup>, vol. 2, стр. 321.

*Добавление при корректуре.* На конференции по термоядерным реакторам, состоявшейся в сентябре 1969 г. (Калем, Англия), Р. Пост выдвинул схему прямого преобразования кинетической энергии ионов, уходящих через пробки, в электрическую. Подобная схема допускает в принципе высокий к.п.д. преобразования—около 90%, и в таком случае энергобаланс открытых ловушек становится менее критичным к утечке плазмы через пробки (R. F. Post, Mirror Systems: Fuel Cycles, Loss Reduction and Energy Recovery, UCRL-71743 abstract (1969)).

---