

УДК 533.92:621.039

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ О.А. ЛАВРЕНТЬЕВА****С.А. Вдовин***Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»**Украина, 61108, Харьков, ул. Академическая, 1**e-mail: vdovin@kipt.kharkov.ua*

Received 1 July 2011, accepted 10 October 2011.

В работе обобщены результаты экспериментальных исследований электромагнитного удержания плазмы. Электромагнитные ловушки принципиально отличаются от других типов открытых и замкнутых систем для удержания плазмы. В электромагнитных ловушках электроны удерживаются внешними электрическим и магнитным полями, а ионы - электрическим полем объемного заряда электронов. Исследования электромагнитного удержания проводились, в основном, в ХФТИ автором идеи О.А. Лаврентьевым и его сотрудниками. В первых экспериментах по электромагнитному удержанию использовались системы простейшего типа – однощелевые осесимметричные ловушки. Эксперименты подтвердили основные принципы, положенные в основу идеи электромагнитного удержания. В последующем были созданы более сложные системы: кольцевой квадруполь в институте им. Курчатова в Москве и многощелевые электромагнитные ловушки в ХФТИ. Многолетние исследования электромагнитного удержания плазмы показали, что при определенных условиях в переходном слое электромагнитных ловушек могут возникать микронеустойчивости, связанные с большими дрейфовыми скоростями электронов. Согласно теории аномального переноса плазмы в электромагнитных ловушках, эти неустойчивости могут приводить к повышенной диффузии электронов поперек магнитного поля. Однако неустойчивости не носят катастрофического характера, и с увеличением полезного объема плазмы, находящейся в бессиловом и термически равновесном состоянии, степень влияния неустойчивостей на поперечный перенос электронов ослабляется. В многощелевых электромагнитных ловушках диффузия плазмы близка к классической. Расчеты на основе модели в предположении классических механизмов переноса показывают, что к термоядерному реактору на основе электромагнитной ловушки предъявляются вполне приемлемые технические требования. Электромагнитные ловушки могут использоваться в качестве источников нейтронов, либо источников тяжелых ионов.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** плазма, магнитное поле, электрический потенциал, электромагнитная ловушка, термоядерный реактор.

**LAVRENT'EV'S ELECTROMAGNETIC TRAPS****S.A. Vdovin***National Science Center "Kharkov Institute of Plasma and Technology"**Ukraine, 61108, Kharkov, Akademicheskaya Str. 1*

Experimental results of electromagnetic plasma confinements are summarized in this article. Electromagnetic traps are distinguished from other plasma confined systems in principle. In these traps electrons are confined by sharp-angle magnetic field, and ions – by electrical field of volumetric electrons charge. Electromagnetic plasma confinements have been studied in the main by the author's of idea O.A. Lavrent'ev, and co-workers. Early experiments used simple model of electromagnetic traps – spindle cusps. Experiments confirmed main principles of electromagnetic plasma confinement. Later more compound systems were constructed: toroidal quadrupole at Kurchatov institute, Moscow and linear set of ring cusps at KIPT. Many years standing electromagnetic plasma confinement show that under certain conditions in the boundary region of electromagnetic traps where the density is low drift instabilities may occur. According to the theory of anomalous transport plasma in electromagnetic traps that instabilities cause anomalous electrons energy transport across magnetic field. But those instabilities do not bring to catastrophe and at larger volumes of field-free plasma influence of instabilities on transport electrons across magnetic field become unimportant. In the linear set of ring cusps transport rate of electrons something like the classical rate. Computation builds on near-classical transport of electrons found that electromagnetic trap – reactor has acceptable engineering requirements. Electromagnetic traps could be used for neutron generator and heavy ion sources.

**KEY WORDS:** plasma, magnetic field, electric potential, electromagnetic trap, thermonuclear reactor.

**ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПАСТКИ О.А. ЛАВРЕНТЬЄВА****С.О. Вдовін***Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»**Україна, 61108, Харків, вул. Академічна, 1*

В роботі узагальнено результати експериментальних досліджень електромагнітного утримання плазми. Електромагнітні пастки принципово відрізняються від інших типів відкритих і замкнутих систем для утримання плазми. У електромагнітних пастках електрони утримуються зовнішніми електричним і магнітним полями, а іони - електричним полем об'ємного заряду електронів. Дослідження електромагнітного утримання проводилися, в основному, в ХФТІ автором ідеї О.А. Лаврентьевим та його співробітниками. У перших експериментах по електромагнітному утриманню використовувалися системи простого типу – одно щілинні осесиметричні пастки. Експерименти підтвердили основні принципи, покладені в основу ідеї електромагнітного утримання. У подальшому були створені більш складні системи: кільцевий квадруполь в інституті ім. Курчатова в Москві та багатощілинні електромагнітні пастки в ХФТІ. Довголітні дослідження електромагнітного утримання плазми показали, що за певних умов в перехідному шарі електромагнітних пасток можуть виникати мікронеустойчивості, пов'язані з великими дрейфовими швидкостями електронів. Згідно теорії аномального переносу плазми

в электромагнитных пастках, ці нестабільності можуть приводити до підвищеної дифузії електронів уперек магнітного поля. Проте ці нестабільності не носять катастрофічного характеру, і зі збільшенням корисного об'єму плазми вільним від магнітного поля, яка знаходиться в термічно рівноважному стані, ступінь впливу нестабільностей на поперечний перенос електронів ослабляється. У багато щільних електромагнітних пастках дифузія плазми близька до класичної. Розрахунки на основі моделі в припущенні класичних механізмів переносу показують, що до термоядерного реактора на основі електромагнітної пастки пред'являються цілком прийнятні технічні вимоги. Електромагнітні пастки можуть використовуватися як джерела нейтронів, або джерела важких іонів.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** плазма, магнітне поле, електричний потенціал, електромагнітна пастка, термоядерний реактор.

Предложение использовать для термоизоляции и нагрева полностью ионизованного вещества электрические и магнитные поля, было сформулировано О.А. Лаврентьевым в 1950 году, задолго до каких либо публикаций на эту тему в открытой печати [1-3]. Первоначально для накопления плазмы с термоядерными параметрами предполагалось применять электрическое поле, образованное двумя сферическими концентрическими электродами. Внешний электрод являлся источником ионов, внутренний, выполненный в виде сетки с хорошей прозрачностью, - источником электронов. Ионы ускорялись приложенной между электродами разностью потенциалов до необходимой для термоядерных реакций энергии и фокусировались в центр сферы. Электроны, испускаемые внутренним электродом-сеткой, компенсировали объемный заряд ионов, что позволяло накопить необходимую для реакции плотность. Защиту сеток от бомбардировки заряженными частицами предлагалось осуществлять магнитными полями токов, протекающих по сеткам.

В дальнейшем, на основе этих первых предложений сформировалась идея электромагнитной ловушки. Электромагнитные ловушки (ЭМЛ) в широком смысле являются ловушками открытого типа, в которых продольные потери частиц ослабляются внешними электрическими полями [4]. Относительная конструктивная простота, высокая степень магнитогидродинамической и кинетической устойчивости плазмы, возможность удерживать плазму с высоким, порядка магнитного, газокинетическим давлением, позволяют до настоящего времени рассматривать ЭМЛ в качестве прототипа будущего термоядерного реактора. Привлекательной стороной электромагнитных ловушек является возможность создания и нагрева плазмы простым и энергетически выгодным способом внешней инжекции через магнитные щели высокоэнергетичных электронов с отрицательного электрода – катода. Инжектированные частицы захватываются в области неадиабатического движения, ионизируют рабочий газ и передают плазме часть своей энергии. Энергетическая привлекательность такого метода создания плазмы связана с автоматической рекуперацией энергии. Кинетическая энергия, полученная частицами, уходящими из ловушки, не уносится из системы, а возвращается электрическому полю.

Цель настоящей работы – обобщить результаты исследований электромагнитных ловушек проведенных в ННЦ ХФТИ и в РНЦ «Курчатовский институт».

### ПРИНЦИП ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО УДЕРЖАНИЯ

В электромагнитных ловушках в основном объеме удержания магнитное поле должно отсутствовать. Магнитные потоки из объема удержания во внешнее пространство выводятся через узкие щели. Ширина щели в электромагнитных ловушках должна быть много больше электронного ларморовского радиуса  $r_e$ , но не более нескольких дебаевских радиусов  $r_d$ . В этом случае магнитное поле обеспечивает термоизоляцию плазмы, а внешнее электрическое поле в щели разрушает ее квазинейтральность. Потенциал плазмы в ловушке оказывается оторванным от потенциала  $U_a$  запирающего электрода, с помощью которого создается электрическое поле в щели. В ловушке устанавливается распределение потенциала, обеспечивающее отдельные электростатические барьеры для электронов  $U_e$  и ионов  $U_i$ :

$$U_a = U_e + U_i + \Delta U, \quad (1)$$

где  $\Delta U$  – уменьшение («провисание») потенциала запирающего электрода за счет объемного заряда электронов в щели. Электроны в ловушке удерживаются внешним магнитным полем и электростатическими барьерами в щелях, ионы – полем объемного заряда электронов. При соответствующей величине потенциала  $U_a$  можно полностью подавить диффузию электронов в пространстве скоростей. Основным каналом потерь для электронов останется диффузия поперек магнитного поля. Вдоль поля через электростатический барьер смогут уходить электроны, набравшие в результате кулоновских взаимодействий в плазме энергию, большую высоты потенциального барьера для электронов. При этом электроны унесут небольшую, порядка двух температур, долю энергии [5]. Ионы из ловушки будут теряться вдоль магнитного поля через электростатический барьер в щели. Высота барьера для ионов автоматически установится такой, чтобы скорость их потерь не превышала скорости потерь электронов.

Предельная плотность электронов в щели, при которой электромагнитное удержание прекращается, определяется условием Бриллюэна:

$$\omega_B^2 > \omega_p^2, \quad (2)$$

где  $\omega_B = eB/m$  и  $\omega_p = (ne^2/\epsilon_0 m)^{1/2}$  – электронные циклотронная и плазменная частоты соответственно,  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона,  $B$  – индукция магнитного поля,  $n_e$  – плотность электронов,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная. Для предельной плотности электронов в щели это условие можно переписать в виде:

$$n_{eщ} < \epsilon_0 B_{щ}^2 / m_e. \quad (3)$$

Например, при индукции  $B_{щ} \sim 5$  Тл предельная плотность электронов в щели  $n_{eщ}$  не должна превышать  $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

Таким образом, предельная плотность плазмы в ЭМЛ определяется величиной магнитного поля в щели, размерами магнитной щели и величиной потенциала нескомпенсированного объемного заряда в щели [4-5]. Оценки показывают [6,7], что к термоядерному реактору на основе ЭМЛ предъявляются вполне приемлемые технические требования. Например, для реактора, в котором мощность, выделяемая в термоядерной реакции, превышает мощность, вложенную в плазму, в пять раз, в предположении классических процессов переноса, при геометрической ширине щели порядка 1 мм, необходимо иметь магнитное поле в щели  $B_{щ} = (7 \div 10)$  Тл, запирающее напряжение  $U_a = (200 \div 250)$  кВ при характерных размерах плазмы 3-5 м.

### ОДНОЩЕЛЕВЫЕ ЭМЛ

Первые эксперименты по электромагнитному удержанию плазмы были начаты в ХФТИ в 1958 году. Эти эксперименты проводились на установках лабораторного масштаба с магнитной конфигурацией простейшего типа – осесимметричных однощелевых ЭМЛ [8-32]. Магнитное поле в этих ловушках создавалось двумя-тремя парами встречно включенных соленоидов. Магнитный поток, проходящий через кольцевую щель, выводился через два осевых отверстия. Типичные геометрические размеры ловушек были: радиус кольцевой щели  $R = (0,1 \div 0,2)$  м, расстояние между осевыми отверстиями  $2L = (0,2 \div 0,4)$  м, ширина кольцевой щели  $2b = (4 \div 2) 10^{-3}$  м, величина индукции магнитного поля в щели составляла  $B_{щ} = (0,25 \div 2,4)$  Тл. Потенциал инжекторов электронов варьировался в пределах  $U_k = (0,5 \div 4)$  кВ, потенциал на запирающих электродах  $U_a = (0 \div 6)$  кВ. Ток инжекции электронов изменялся в пределах  $I_e = (5-120)$  мА.

Процесс образования плазмы начинался с накопления в ловушке инжектированных электронов. При  $\omega_B^2 > (3 \div 5)\omega_p^2$  достигалась надежная термоизоляция плазмы [4,11]. С нарастанием плотности электронов до  $(10^{15}-10^{16}) \text{ м}^{-3}$  в центре ловушки возникал виртуальный катод – отрицательный объемный заряд величиной, определяемой потенциалом инжекции. Время образования виртуального катода зависело от величины тока инжекции и составляло несколько микросекунд [26].

Дальнейшее накопление плазмы происходило в результате ионизации рабочего газа электронами. В условиях высокого вакуума, при рабочем давлении  $10^{-7}$  Торр., удавалось накопить плазму до плотности  $10^{18} \text{ м}^{-3}$  с температурой ионов  $T_i \sim 250$  эВ. Плотность плазмы на несколько порядков превышала плотность газа в ловушке и плотность электронов в инжектированном пучке [11,14]. Из образующейся в результате ионизации пары электрон-ион, ион ускорялся, приобретая энергию в электрическом поле объемного заряда электронов. Электрон диффундировал поперек магнитного поля, терялся из ловушки и, в конечном итоге, заменялся быстрым электроном инжекции. Так в ловушку вводилась энергия для нагрева плазмы.

За время ионизации  $\tau_{ион}$ , зависящее от температуры электронов и плотности рабочего газа, процесс накопления достигал квазистационарного состояния, при котором количество поступающих в плазму электронов и ионов равнялось их потерям из ловушки. Квазистационарное состояние длилось до конца импульса инжекции, затем плазма распадалась с характерным временем распада  $\tau_p$ .

Форсирование режима накопления путем увеличения давления рабочего газа не приводило к росту плотности. Монотонное накопление плотности прерывалось частичными срывами. Срывы плотности объяснялись тем, что в условиях, когда скорость поступления газа превышала скорость диффузии электронов, объемный заряд электронов прерывал инжекцию. Температура электронов в ловушке уменьшалась, и ионизация прекращалась [17]. Стадию накопления удавалось сократить при высокочастотном методе создания плазмы [18,21]. Удерживающие свойства ловушек не зависели от способа передачи энергии в плазму.

Прямые измерения диффузионных потоков частиц подтвердили [21,29-32], что основным каналом потерь ионов из ловушки является кольцевая щель и осевые отверстия, а основным каналом потерь для электронов – диффузия поперек магнитного поля. Эффективность захвата электронов в ловушку повышалась с ростом давления рабочего газа и в зависимости от величины энергии инжекции достигала (70-80)% тока инжекции. Эффективность передачи энергии в плазму составляла около 5% энергии инжектированного пучка. Время диффузии электронов поперек магнитного поля было меньше расчетных значений, полученных в предположении классических механизмов переноса в ЭМЛ [20,29], не более чем в пять раз. Время выхода ионов в магнитную щель при наличии потенциального барьера отличалось от теоретических оценок [19] примерно в 2,5 раза.

В осевых отверстиях осесимметричных ЭМЛ условие узости магнитной щели не выполняется. Плазма экранирует внешнее электрическое поле, и электростатические барьеры в осевых отверстиях отсутствуют. Существовало опасение, что осевые отверстия будут основным каналом потерь плазмы в ЭМЛ. Оценки, выполненные в предположении, что радиус электронного потока в осевом отверстии масштаба  $20\rho_e$ , а плотность электронов равна плотности электронов в центре, дали величину провисания потенциала равную

100 кВ уже при плотности плазмы  $5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  [24]. В экспериментах, однако, эти опасения не подтвердились. Так, при запирающем напряжении 6 кВ, потенциале инжекции 4 кВ и плотности плазмы в центре ловушки  $3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  провисание потенциала в осевом отверстии составило 0,6 кВ [27]. Плотность электронов в осевом отверстии была на два порядка меньше плотности в центре ловушки [22]. Причиной малых потерь плазмы через осевые отверстия является существование в области осевых отверстий дополнительных сил затрудняющих свободный уход заряженных частиц вдоль магнитного поля. Такие силы возникают в скрещенных электрическом и неоднородном магнитном полях имеющихся в области осевых отверстий. Вызывая дрейфовое вращение заряженной частицы вокруг оси симметрии магнитного поля, они приводят к появлению центробежной силы выталкивающей частицу в направлении кольцевой щели. Кроме того, электрическое поле увеличивает поперечную составляющую скорости и магнитный момент заряженной частицы. В результате взаимодействия с нарастающим вдоль магнитной трубки магнитным полем возникает дополнительная сила торможения, пропорциональная приращению поперечной скорости, препятствующая свободному выходу частиц через осевые отверстия [25,26].

Все первые электромагнитные ловушки обладали рядом существенных недостатков, которые не позволяли в полной мере реализовать электромагнитное удержание. К этим недостаткам следует отнести:

- короткую длительность существования магнитного поля в импульсных ловушках;
- низкие значения напряженности поля в ловушках с постоянным магнитным полем;
- чрезмерную ширину магнитных щелей. При достигнутых в экспериментах параметрах плазмы ширина щели, как минимум, на два порядка превышала дебаевский радиус экранирования.
- слабую степень вытеснения плазмой магнитного поля. Отношение газокинетического давления к магнитному давлению не превышало 3%. То есть, во всех экспериментах сохранялась вакуумная, практически невозмущенная конфигурация магнитного поля.
- малый полезный объем плазмы, сравнимый с объемом переходного слоя. Величина отношения  $V/SR$  ( $V$  - объем плазмы,  $S$  - площадь поверхности плазмы) в экспериментах в лучшем случае составляла 0,03.

Тем не мене, несмотря на недостатки, ранние эксперименты позволили проверить и подтвердили основные принципы электромагнитного удержания.

### ДИОКОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

В кольцевой щели ЭМЛ накапливается нескомпенсированный объемный заряд вторичных электронов. Между центром щели и заземленными стенками возникает значительное электрическое поле, величина напряженности которого увеличивается от центра щели к стенке. Наличие такого поля приводит к дрейфу электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Скорость дрейфа увеличивается с ростом электрического поля к стенкам щели. Таким образом, в кольцевой щели возникает неустойчивость диокотронного типа, связанная с проскальзыванием слоев, приводящая к интенсивным потерям электронов [12,13]. В кольцевой щели шириной 0,01 м, радиусом 0,1 м в магнитном поле  $< 0,2 \text{ Тл}$ , при токе инжекции 100 мА и потенциале инжектора 3 кВ возникала диокотронная неустойчивость с характерными частотами  $(5 \div 20) \text{ МГц}$ . Накопление плазмы в ловушке ограничивалось плотностью  $10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Неустойчивость легко подавлялась перекосом магнитного поля в щели. Проводящая стенка, расположенная близко к слою электронов в щели, закорачивала поле неустойчивой волны и предотвращало ее развитие. При подавлении неустойчивости плотность в ловушке возрастала до  $5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . В дальнейших экспериментах в осесимметричных ловушках при более узких щелях неустойчивость не проявлялась.

Диокотронная неустойчивость наблюдалась при исследовании удержания плазмы в ЭМЛ «АТОЛЛ», которую авторы называют магнитоэлектростатической ловушкой (МЭЛ) [33,34]. Магнитная система ловушки представляла собой кольцевой квадруполь. Магнитное поле создавалось четырьмя парами соосных кольцевых катушек с антипараллельными токами в каждой паре. Стенки корпусов катушек образовывали кольцевые магнитные щели шириной  $2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Радиус больших кольцевых щелей - 0,64 м, малых - 0,32 м. Величина напряженности магнитного поля могла достигать значений 1,5 Тл в больших щелях и 3 Тл в малых. Наименьшее расстояние между центром ловушки и граничной силовой линией магнитного поля, касающейся стенки щелей, равнялось 0,06 м. Электростатические барьеры в щелях создавались при помощи системы запирающих электродов под отрицательным потенциалом не менее 2 кВ, расположенных позади щелей. В одной из малых щелей небольшой участок запирающего электрода был замещен эмиттером электронов. При напряжении  $(1,5 \div 2) \text{ кВ}$  эмиттер позволял инжектировать пучок электронов с током до 130 мА. Эмиттер использовался, как правило, на начальной стадии накопления плазмы до плотности порядка  $10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Дальнейшее заполнение ловушки плазмой осуществлялось при помощи либо разряда с инжекцией ускоренных вторичных электронов с запирающих электродов, либо, так называемого, безэмиссионного разряда. Безэмиссионный разряд поддерживался в МЭЛ за счет передачи плазме энергии диффундирующих поперек магнитного поля электронов, ускоренных электрическим полем, существующем в плазме МЭЛ. Такие способы накопления плазмы позволяли вводить в ловушку большой, масштаба 10 А, электронный ток.

Диокотронная неустойчивость проявлялась в виде электростатических колебаний желобкового типа, с длиной волны порядка  $(1 \div 2) \cdot 10^{-2} \text{ м}$ . Волны распространялись в сторону дрейфа в скрещенных полях со

скоростью этого дрейфа. Частота колебаний лежала в пределах  $(40\div 60)$  МГц с амплитудой изменения потенциала до 100 В. Несмотря на более узкие щели и более сильное магнитное поле, чем в ранних экспериментах, диокотронная неустойчивость не поддавалась стабилизации и существовала во всех режимах удержания плазмы. Колебания из щелей проникали в основной объем удержания, быстро уменьшаясь по амплитуде. Неустойчивость не приводила к значительным потерям электронов в основном объеме, а выполняла скорее положительную роль, препятствуя чрезмерному накоплению вторичных электронов в щелях, уменьшая провисание потенциала и предотвращая срыв электромагнитного удержания [34].

### АНОМАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС

В рамках классических представлений, с учетом только кулоновских взаимодействий, в ЭМЛ ширина переходного слоя между плазмой и магнитным полем, где сосредоточены градиенты полей и параметров плазмы, не должна превышать  $(5\div 20)\rho_e$  [20]. Поэтому в ЭМЛ следовало ожидать развития микронеустойчивостей, связанных с крутыми градиентами и наличием групп частиц с различными скоростями движения в термически неравновесной плазме. [35-37]. При наличии крутого градиента давления особую роль должны играть неустойчивости с частотами масштаба нижегибридной. Обладая инкрементом порядка частоты, эти неустойчивости могут приводить к уширению и перестройке профиля давления за времена, меньшие времени продольных потерь частиц в слое. Профили плотности и температуры в слое формируются так, чтобы соответствовать состоянию граничной устойчивости, при котором инкременты наиболее быстрых неустойчивостей обращаются в нуль. Неустойчивость обеспечивает уровень поперечного переноса, необходимый для компенсации продольных потерь и поддержания квазистационарного состояния граничной устойчивости.

На основе принципа граничной устойчивости была разработана модель аномального поперечного переноса в ЭМЛ, где в качестве наиболее опасной рассматривалась длинноволновая разновидность ионно-звуковой неустойчивости [37,38].

Экспериментально аномальный поперечный перенос изучался на ЭМЛ «С4М» [39,40] и на установке «АТОЛЛ» [35]. Установка «С4М» представляла собой однощелевую ЭМЛ с постоянным магнитным полем. Величина индукции магнитного поля в осевых отверстиях составлял  $B_0 = 0,48$  Тл, в кольцевой щели  $B_{щ} = 0,25$  Тл. Радиус кольцевой щели 0,1 м, ширина щели  $3\cdot 10^{-3}$  м. Объем области удержания, рассчитанный по граничной силовой линии, касающейся стенок кольцевой щели,  $1,3\cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>.

Было обнаружено, что в ловушке в широком диапазоне частот, от сотен килогерц до десятков мегагерц, существуют колебания плазмы. Волновую структуру колебания имели в диапазоне  $(1\div 4)\cdot 10^6$  Гц и  $(10\div 30)\cdot 10^6$  Гц. Колебания в диапазоне  $(1\div 4)\cdot 10^6$  Гц распространялись вдоль магнитного поля, быстро затухали по направлению к центру ловушки и не оказывали влияния на поперечный перенос электронов. Изучение методом корреляционного анализа частотно-волновых свойств колебаний в диапазоне частот  $(10\div 30)\cdot 10^6$  Гц показало наличие в ловушке одновременно двух типов колебаний – длинноволновых ионно-звуковых и дрейфовых нижегибридных. Колебания различным образом проявлялись по объему удержания плазмы. В области слабого магнитного поля, ближе к центру, сильнее проявлялись ионно-звуковые колебания, а в районе граничной силовой линии на периферии – дрейфовые нижегибридные. Интенсивность дрейфовых нижегибридных колебаний в два раза превосходила интенсивность ионно-звуковых. Повышенный диффузионный перенос электронов инжекции являлся следствием взаимодействия этих электронов, циркулирующих в области граничной силовой линии, с возникающими в ловушке колебаниями. Потери электронов после выключения инжекции были близки к классическим.

В ЭМЛ «АТОЛЛ» частота колебаний охватывала диапазон  $(10^4\div 10^8)$  Гц. В области частот меньших  $5\cdot 10^5$  Гц колебания были синфазны во всем объеме плазмы. Они не имели волновой структуры и не могли вызывать поперечный перенос электронов. В области  $(40\div 60)\cdot 10^6$  Гц волны были локализованы в относительно узкой зоне на расстоянии  $(3,5\div 4)\cdot 10^{-2}$  м по радиусу от центра плазмы. Эти волны зарождались в магнитных щелях и проникали в основной объем в сильно ослабленном виде. В диапазоне частот  $(10\div 20)\cdot 10^6$  Гц волны присутствовали как внутри плазмы, так и на периферии. Они распространялись по азимуту в сторону градиентного дрейфа электронов и были сильно вытянуты вдоль магнитного поля. Волны имели различные длины и фазовые скорости: внутри плазмы длину волны  $\lambda \approx (2\div 5)\cdot 10^{-3}$  м и фазовую скорость  $v_\phi < 10^5$  м/с, на периферии  $\lambda \approx 10^{-2}$  м и  $v_\phi \approx 1,3\cdot 10^5$  м/с. Волны были идентифицированы как длинноволновые ионно-звуковые и дрейфовые нижегибридные. Существование волн разного типа связано с неодинаковой скоростью магнитного дрейфа электронов внутри плазмы и в районе граничной силовой линии. По мере продвижения вглубь плазмы скорость градиентного дрейфа растет и вместе с ней растет критический градиент плотности, соответствующий границе устойчивости дрейфовых нижегибридных колебаний. Во внутренних областях на смену дрейфовым нижегибридным приходят длинноволновые ионно-звуковые колебания. Для них магнитный дрейф не является критическим. Определяющим фактором становится превышение скорости градиентного дрейфа над скоростью звука. Под действием этих двух неустойчивостей формировался и поддерживался составной профиль граничной устойчивости, который простирался за граничную силовую линию так далеко, насколько позволяли размеры системы. Аномальные потери являлись следствием существования плазмы в области за граничной

силовой линией. Интенсивность потерь определялась количеством плазмы и скоростью продольной диффузии электронов в этой области. Результаты экспериментов качественно согласовались с теорией аномального переноса в ЭМЛ [33].

Время поперечной диффузии с учетом только кулоновских взаимодействий в ЭМЛ определяется выражением:

$$\tau_{\text{диф}} = 2 \tau_{ei} \cdot b \cdot V / S \cdot \acute{\alpha} \cdot \rho_{ep} \cdot \rho_{uz}, \quad (4)$$

где  $\tau_{ei}$  - время электрон-ионных соударений,  $\rho_{ep}$ ,  $\rho_{uz}$  - электронные ларморовские радиусы на граничной силовой линии и в щели соответственно,  $\acute{\alpha}$  - параметр, зависящий от соотношения ионной  $T_i$  и электронной  $T_e$  температур, принимающий значения от 1,33 при  $T_e$  много большей  $T_i$ , до 4,6 при  $T_i = T_e$ .

В квазистационарной стадии разряда время диффузии  $\tau_{\text{диф}}$  равно времени ионизации  $\tau_{\text{ион}} = [n_0 \langle \sigma_i v_e \rangle]^{-1}$ , где  $n_0$  - плотность нейтрального газа,  $\langle \sigma_i v_e \rangle$  - усредненная скорость ионизации газа электронами. На установке "АТОЛЛ" это время составляло  $\tau_{\text{ион}} \approx 100 \pm 200$  мкс и для экспериментальных параметров:  $n = 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 100$  эВ,  $B_{uz} = 0,8$  Тл оказывалось на два порядка меньше классического. Это сравнение оказывается не столь драматичным при учете особенностей, присущих ЭМЛ. При оценке времени поперечной диффузии электронов в ЭМЛ необходимо, кроме взаимодействия электронов с ионами, учитывать наличие электрического поля и, при неполной ионизации, рассеяние электронов на атомах. Влияние электрического поля на поперечные потери электронов связано с тем, что в процессе циклоидального движения в скрещенных полях, электроны на различных участках траектории приобретают неодинаковую скорость. На плоском участке, где скорость электронов больше, столкновения приводят к большему их смещению в направлении действующего электрического поля. Поперек магнитного поля возникает дополнительный диффузионный поток. Величина дополнительного диффузионного потока определится столкновениями с атомами и взаимодействием с ионами, если дрейфовая скорость ионов не равна дрейфовой скорости электронов. К различию в дрейфовых скоростях ионов и электронов может приводить либо неоднородность электрического поля, либо центробежные эффекты, возникающие при дрейфовом движении частиц вследствие различия их масс. Центробежные эффекты могут на 30% увеличивать поперечные потери электронов. Неоднородность электрического поля начинает сказываться при существенно меньших величинах потенциала плазмы, чем центробежные эффекты и может приводить к увеличению поперечных потерь еще на 45% [41].

Таким образом, при наличии в переходном слое направленных потоков быстрых инжектированных электронов, либо в форсированных режимах накопления плазмы, при передаче плазме энергии много большей, чем требовалось для возбуждения и ионизации атомов рабочего газа, в плазме ЭМЛ с  $T_e > T_i$  возникали процессы, приводящие к повышенному диффузионному переносу электронов. Эти процессы, однако, не являются катастрофическими для электромагнитного удержания. С увеличением объема немагнитной плазмы, по мере выравнивания температур ионов и электронов, влияние этих негативных явлений должно уменьшаться, либо не проявляться вовсе.

### МНОГОЩЕЛЕВЫЕ ЭМЛ

В однощелевых ЭМЛ отношение полезного объема плазмы к объему ограничивающей ее поверхности пропорционально ларморовскому радиусу электронов и не может быть произвольно увеличено простым изменением размеров системы. Радикальный путь увеличения объема плазмы без магнитного поля заключается в переходе к многощелевым системам. Магнитное поле первой многощелевой ЭМЛ [42] создавалось антипараллельными токами, протекающими по шестнадцати проводникам, расположенным по образующим цилиндрической поверхности. С торцов объем удержания ограничивался магнитными полями двух многовитковых катушек. Индукция магнитного поля в щелях центральной части достигала 1,2 Тл, в осевых отверстиях 3 Тл. Несмотря на скромные размеры, при длине цилиндрической части 0,12 м и диаметре 0,1 м ловушке была получена плазма объемом  $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$ , плотностью  $\sim 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Конструкцию первой многощелевой ЭМЛ нельзя назвать удачной из-за неудовлетворительного сопряжения мультипольного поля центральной части с магнитными полями торцевых катушек. Основные потери частиц из ловушки приходились на области сопряжения магнитных полей. Время удержания плазмы не превышало  $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$  [43,44].

Очередную многощелевую ЭМЛ «Юпитер 2М» [46-51,] удалось ввести в эксплуатацию только в конце 1986 года. Она представляла собой макет в 1/3 величины многощелевой ЭМЛ «Юпитер 2» [45], в которой объем немагнитной плазмы должен был быть около  $0,5 \text{ м}^3$ .

Магнитное поле ловушки «Юпитер 2М» имело осесимметричную остроугольную структуру с семью кольцевыми магнитными щелями в центральной части и двумя осевыми отверстиями в пробочных катушках на торцах. Длина магнитной системы между осевыми отверстиями составляла 1,3 м, диаметр по кольцевой щели 0,43 м, диаметр осевых отверстий 0,025 м. Расчетные значения величин индукции магнитного поля в кольцевых щелях 2,5 Тл, в осевых отверстиях 4 Тл. Пространственное распределение магнитного поля в области удержания характеризовалось глубокой магнитной ямой. По оси ловушки, в области, ограниченной радиусом 0,1 м и длиной 0,25 м отношение величины индукции магнитного поля на оси системы к величине индукции в щелях было менее 5%. Площадь поверхности и объем плазмы, рассчитанные по граничной силовой линии

соответственно равны  $S = 1,7 \text{ м}^2$ ,  $V = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3$ . Все магнитные щели закрывались электростатическими пробками при помощи системы электродов под высоким, масштаба 2 кВ, отрицательным потенциалом. Ширина кольцевых щелей могла изменяться в пределах  $(2 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ м}$ . Плазма в ловушке создавалась ионизацией электронами рабочего газа – водорода. Давление водорода поддерживалось постоянным, равным  $2 \cdot 10^{-6} \text{ Торр}$ , при непрерывном напуске и откачке. Электроны инжектировались через осевые отверстия ловушки. Инжектор располагался снаружи осевой магнитной пробки в области нуля магнитного поля. Потенциал инжектора не превышал 1,3 кВ, ток инжекции 0,12 А. Последующие многощелевые ЭМЛ [52,53] создавались на базе установки «Юпитер 2М» в условиях ограниченных финансовых и материальных ресурсов и являлись, по сути, ее реконструкциями. Они имели сходную с «Юпитер 2М» геометрию магнитного поля и отличались по количеству магнитных щелей, максимально достижимому магнитному полю и условиям инжекции.

Экспериментальные данные, полученные в процессе исследований многощелевых ЭМЛ можно обобщить следующим образом.

- Электронная инжекция в многощелевые ЭМЛ осуществляется с высокой эффективностью, практически со 100% захватом инжектируемых электронов и с передачей плазме до 80 % энергии пучка.

- В центральной части ловушек, вдоль оси системы в квазистационарном режиме возникают плазменные образования диаметром до 0,1 м и длиной до 0,8 м с одинаковой плотностью, температурой и потенциалом.

- Плотность плазмы в ловушках растет с увеличением индукции магнитного поля  $B$  и пропорционально корню квадратному из величины тока инжекции  $I^{1/2}$ .

- Зависимость плотности от величины магнитного поля носит сложный характер. Фактически, величина магнитного поля только определяет достижимые значения плотности. Но для достижения максимальных значений плотности необходима оптимизация по другим параметрам.

- При данной величине магнитного поля плотность плазмы растет пропорционально энергии инжекции до некоторого предельного значения, при котором наступает насыщение, а затем спад плотности. С ростом величины магнитного поля насыщение по плотности наступает при все больших значениях энергии инжекции.

- На квазистационарной стадии разряда в диффузионном слое устанавливается распределение плотности плазмы близкое по форме профилю плотности, при классической диффузии с учетом влияния электрического поля плазмы и рассеяния электронов на атомах.

- Увеличение ширины диффузионной зоны приводит к увеличению эффективности удержания электронов в ловушке.

- Поток ионов в осевые отверстия не превышает 6% общего потока ионов из ловушки.

- Высокочастотной активности плазмы в экспериментах не наблюдалось. Центральный объем плазмы, находящийся в бессиловом и термически равновесном состоянии, мог играть роль буферной емкости, в которой эффективно затухают колебания, возможные в поверхностных слоях и магнитных щелях.

Суммарный поперечный поток электронов в предположении классической диффузии [20,54,55], с учетом подвижности электронов в электрическом поле [25,28] и реальной геометрии многощелевых ловушек [56,57], можно записать:

$$I_{\text{диф}} = [D_{ea} (1 + 0,5U_p/T_{e0}) + D_{ei}] \cdot F \cdot n_0 \cdot R^2, \quad (5)$$

где  $D_{ea}$  и  $D_{ei}$  – коэффициенты диффузии электронов за счет столкновений с атомами и ионами, соответственно,  $U_p = (U_i - \Delta U)$  – потенциал плазмы,  $T_{e0}$  – температура электронов в центре,  $F$  – геометрический фактор, учитывающий реальную геометрию магнитного поля. Для геометрии ловушек «Юпитер»  $F \approx 900 \text{ см}^{-1}$ . Время жизни электронов в ловушках  $\tau_e$  определится как отношение полного числа частиц в ловушке  $N_e$

$$N_e = \int n_e dV = 1,11\pi R^3 n_{e0}, \quad (6)$$

к суммарному поперечному потоку электронов:

$$\tau_e = N_e / I_{\text{диф}}. \quad (7)$$

В многощелевых ЭМЛ время жизни электронов около 3мс.

Результаты сравнения экспериментально измеренных и расчетных значений потоков электронов поперек магнитного поля приведены на рис.1. Из рисунка видно, что расхождение между экспериментом и теорией уменьшается с ростом плотности плазмы и при  $n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  экспериментально измеренный поперечный поток электронов превышает расчетные значения не более чем в два раза.

Поток ионов из плазмы через кольцевые магнитные щели уменьшается с ростом магнитного поля и при плотности плазмы  $n_e = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  не превышает 5% потока свободного газодинамического вытекания в отсутствие электростатического запираания (рис.2).

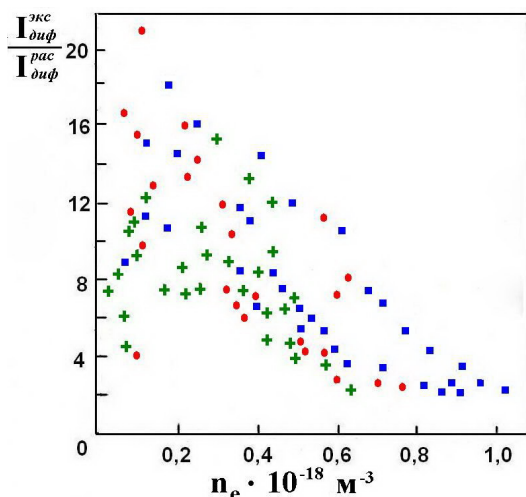


Рис.1. Зависимость отношения экспериментального поперечного потока электронов к расчетному от плотности плазмы при различных значениях индукции магнитного поля:  $B=0,375$  Тл-(+),  $B=0,5$  Тл-(•),  $B=0,624$  Тл-(■).

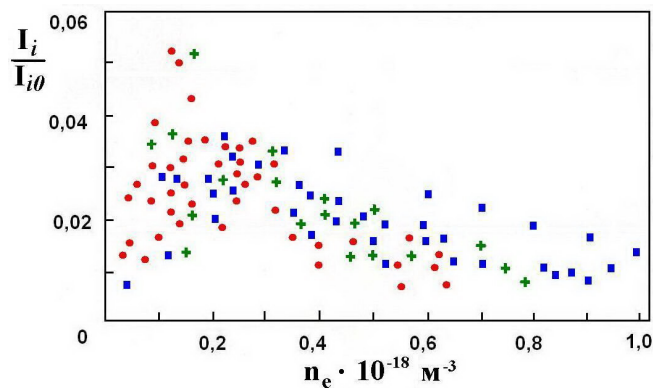


Рис.2. Отношение потока ионов в электростатически запертые магнитные щели  $I_i$  к потоку в щели без электростатических барьеров  $I_{i0}$  при различных значениях индукции магнитного поля:  $B=0,375$  Тл-(+),  $B=0,5$  Тл-(•),  $B=0,624$  Тл-(■).

## ВЫВОДЫ

Главный итог исследований электромагнитного удержания плазмы заключается в том, что полученные экспериментальные данные подтверждают эффективность удержания и нагрева плазмы в ловушках. При сравнительно небольших магнитных полях  $\sim 0,05$  Тл на граничной магнитной поверхности и умеренном энергокладе  $\sim 10^{10}$  Дж·м<sup>-3</sup> в объеме  $5 \cdot 10^{-2}$  м<sup>3</sup> получена плазма плотностью  $1 \cdot 10^{18}$  м<sup>-3</sup>, температурой ионов  $\sim 100$  эВ и временем жизни электронов  $\sim 3$  мс. Экспериментально измеренные потоки частиц из плазмы подтверждают близкий к классическому характер поперечного переноса электронов. Экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с данными численного моделирования. Все это увеличивает степень доверия к параметрам, заложенным в проекты электромагнитных ловушек следующего поколения, и делает перспективными дальнейшие исследования электромагнитного удержания плазмы.

Концептуальный термоядерный реактор, многощелевая ЭМЛ [58], электрической мощностью 1 МВт должен иметь следующие размеры: большой радиус  $R = 10$  м, длину  $L = 70$  м, радиус плазмы, меньше 3 м, и объем  $V = 1140$  м<sup>3</sup>. Размеры реактора определяются необходимостью обеспечить умеренную, тепловую нагрузку на первую стенку. Величина магнитной индукции в кольцевых щелях  $B_{щ} = 7$  Тл, запирающий потенциал  $U_a = 700$  кВ. Плотность плазмы на граничной поверхности должна быть  $n_{р} = 8 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, температура электронов  $T_e = 34$  кэВ, температура ионов  $T_i = 38$  кэВ.

Источник нейтронов не обязательно должен обеспечивать положительный выход и поэтому может иметь более скромные габариты. Наиболее важными для нейтронного источника являются такие характеристики как плотность потока нейтронов, расход рабочего вещества – трития в пересчете на полученное количество нейтронов и конструктивная простота. Примером концептуального источника нейтронов может служить ЭМЛ с семью кольцевыми щелями радиусом  $R = 0,64$  м и расстоянием между осевыми отверстиями  $L = 4$  м. Магнитное поле в кольцевой магнитной щели  $B_{щ} = 2,5$  Тл, в осевых отверстиях  $B_0 = 5$  Тл. Электростатический потенциал, запирающий магнитные щели  $U_a = 200$  кВ. В оптимальном режиме при токе инжекции 5 А параметры плазмы в ЭМЛ – источнике нейтронов должны быть: плотность  $n_{e,i} = 7,54 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, температура электронов  $T_e = 11,7$  кэВ, температура ионов  $T_i = 17,2$  кэВ. Полный выход термоядерных нейтронов  $N_n = 1 \cdot 10^{18}$  н/с, энергетическая цена нейтрона  $\epsilon_n = 1 \cdot 10^{-12}$  Дж/н, расход газовой смеси дейтерия и трития  $m_{dt} = 5 \cdot 10^{-7}$  кг/с [59-61].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lavrent'ev O.A. Ob utilizatsii yadernyh reaktsij mezhdru legkimi jelementami // AP RF. – 1950. - F.93. - Delo 30/51. – L.73-83.
2. Lavrent'ev O.A. Ob utilizatsii yadernyh reaktsij mezhdru legkimi jelementami // AP RF. - 1950. - F.93. - Delo 30/51. - L.88-94.
3. Lavrent'ev O.A. K voprosu ob jelektrostaticheskom uderzhanii plazmy // UFZh. – 1963. - № 4. - S.440-445.
4. Lavrent'ev O.A. Issledovanie jelektromagnitnoj lovushki // V kn.: Magnitnye lovushki. Seriya: Fizika plazmy i problemy UTS. – 1968. - Вып.3. – Kiev: Naukova Dumka. - S.77 - 147.
5. Pastuhov V.P., Yushmanov E.E. Magnitojelektrostaticheskaya lovushka. – Moskva, 1978. – 44s.- (Preprint/IAJe: № 3042).
6. Dolan T.J., Larsen J.M., Stansfield B.L. Theoretical confinement times in electromagnetic traps // Can.Jour. Phys. – 1975. - Vol.53. - P.2341-2347.
7. Jushmanov E. E. The power gain factor Q of an ideal magnetoelectrostatic fusion reactor // Nucl. Fusion. – 1980.- Vol. 20.- P.3.
8. Lavrent'ev O.A., Ovcharenko L.I., Safronov B.G., Sidorkin V.A., Nemashkalo B.A. Jenergiya i plotnost' ionov v jelektromagnitnoj lovushke // UFZh. – 1963. - T.8, № 4. - C. 452-459.

9. Lavrent'ev O.A., Ovcharenko L.I., Safronov B.G., Sidorkin V.A. Inzhektsiya jelektronov v jelektronnuyu lovushku // UFZh.-1966.-T.11, № 5.-C.982-989.
10. Lavrent'ev O.A., Nemashkalo B.A., Ovcharenko L.I., Safronov B.G. Sidorkin V.A. Izmerenie jenergii ionov v jelektronnuyu lovushku po perezhivaniyam chastitsam // V kn.: Magnitnye lovushki. - Kiev: Naukova Dumka, 1966. - C. 96-102.
11. Pankrat'ev Yu.I., Nozdrachev M.G., Lavrent'ev O.A., Safronov B.G., Naboka V.A., Ponomarenko E.F. Nakoplenie plazmy ionizatsionnogo gaza v jelektronnuyu lovushku // AJe. - 1972. - T. 32, №2. - C. 131-136.
12. Pankrat'ev Yu.I., Naboka V.A., Nozdrachev M.G., Ponomarenko E.F., Lavrent'ev O.A., Safronov B.G. Diokotronnaya neustojchivost' v magnitnoj shcheli jelektronnuyu lovushki // AJe. - 1971. - T.31. - C. 274-275.
13. Pankrat'ev Yu.I., Tulin I.A., Naboka V.A., Ponomarenko E.F. Poteri plazmy v kol'tsevoj shcheli jelektronnuyu lovushki // AJe. - 1973. - T.35, vyp.4.- S. 253-257.
14. Pankrat'ev Yu.I., Naboka V.A., Ponomarenko E.F., Lavrent'ev O.A. Crossed-field plasma discharges at low pressures // Nucl. Fusion. - 1972. - Vol. 12, № 3. - P. 391-393.
15. Pankrat'ev Yu.I., Naboka V.A., Vdovin S.A., Lavrent'ev O.A., Kalmykov A.A. Nakoplenie i uderzhanie plazmy v jelektronnuyu lovushku // VANT. - Seriya FP i UTS. - 1975. - Vyp.1(3). - S. 4 - 21.
16. Stansfield B.L., Larsen J.St., Bergevin B., Conture P., Gregory B.C. Density and Lifetime Measurements in the KEMP II Electromagnetic Trap // Can. J. Phys. - 1976. - Vol. 54. - P. 1858.
17. Lavrent'ev O.A., Potapenko V.A., Stepanenko I.A. Issledovanie vremeni zhizni v impul'snoj jelektronnuyu lovushke // UFZh. - 1976. - T.46. - Vyp.1. - S.115-120.
18. Zaleskij Yu.G., Komarov A.D., Lavrent'ev O.A., Nazarov N.I., Potapenko V.A., Stepanenko I.A. Issledovanie sozdaniya i nakopleniya plazmy v jelektronnuyu lovushke SVCh metodom // FP. - 1979.- T.5. - Vyp.5.- C. 954-957.
19. Yushmanov E.E. Inzhektsiya zaryazhennykh chastits v magnitnojelektrostaticheskuyu lovushku // FP. - 1978. - T. 4. - Vyp. I. - S. 3-33.
20. Pastuhov V.P. Klassicheskie protsessy perenosa v magnitnojelektrostaticheskoy lovushke // FP.- 1978. - T.4. - Vyp.3. - C. 560-569.
21. Stepanenko I.A., Komarov A.D. Diffuzionnye poteri ionov v jelektronnuyu lovushku «Yupiter 1A» // UFZh. -1983. - T. 28, №3. - S. 395-400.
22. Azovskij Yu.S., Karpuhin V.I., Lavrent'ev O.A. i dr. Issledovanie odnoshchelevoj jelektronnuyu lovushki «Yupiter 1M» // FP. - 1980. - T. 6. - Vyp. 2. - S. 256 - 263.
23. Azovskij Yu.S., Lavrent'ev O.A., Maslov V.A. i dr. Nakoplenie i uderzhanie plazmy v jelektronnuyu lovushku "Yupiter-1M" // UFZh. - 1981. - T. 26, №3. - C. 429 - 434.
24. Ware A.A., Faulkner J.E. Electrostatic plugging of open-ended magnetic containment systems // Nucl.Fusion. - 1969. - Vol .9, №4. - P. 353-361.
25. Lavrent'ev O.A. Vliyanie jelektricheskogo polya na uderzhanie plazmy v jelektronnuyu lovushku // UFZh. - 1981. - T.26, №10. - C. 1636 - 1641.
26. Dolgoplov V.V., Lavrent'ev O.A., Sappa N.N. Dvizhenie zaryazhennykh chastits v ostrougol'nykh magnitnykh konfiguratsiyah pri nalichii sil'nogo poperechnogo jelektricheskogo polya // Fizika plazmy. - 1982. - T. 8. - Vyp. 6. - S. 1298 - 1303.
27. Azovskij Yu.S., Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G. Provisanie potentsiala v magnitnykh shchelyah jelektronnuyu lovushki «Yupiter-1M» // FP. - 1981. - T.7. - Vyp. 5. - S. 968 - 972.
28. Lavrent'ev O.A. Diffuzionnye poteri chastits i jenergii v odnoshchelevoj jelektronnuyu lovushke // UFZh. - 1981. - T. 26, № 9. - C. 1466 - 1472.
29. Azovskij Yu.S., Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G. Jelektrostaticheskij potentsial plazmy i potentsial'nye bar'ery dlya ionov v magnitnykh shchelyah jelektronnuyu lovushki «Yupiter -1M» // FP. - 1984. - T.10. - Vyp. 3. - C. 632 - 634.
30. Azovskij Yu.S., Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G. Ob jenergeticheskom spektre ionov v jelektronnuyu lovushke «Yupiter-1M» // UFZh. - 1985. - T.30, № 11. - C. 1669 - 1671.
31. Azovskij Yu.S., Lavrent'ev O.A., Maslov V.A. Poteri jelektronov iz jelektronnuyu lovushki "Yupiter-1M" // UFZh. - 1986. - T.31. - №9. - S. 1350 - 1355.
32. Azovskij Yu.S., Lavrent'ev O.A., Maslov V.A. Poteri ionov iz jelektronnuyu lovushki "Yupiter- 1M" // UFZh. - 1986. - T.31, №11. - S 1691 - 1695.
33. Ioffe M.S., Kanaev B.I., Piterskij V.V., Yushmanov E.E. Uderzhanie plazmy v magnitnojelektrostaticheskoy lovushke "Atoll" // Fizika plazmy. - 1984. - T. 10. - Vyp. 3. - S. 453 - 475.
34. Piterskij V.V., Pastuhov V.P., Yushmanov E.E. Diokotronnaya neustojchivost' v kol'tsevoj shcheli magnitno jelektrostaticheskoy lovushki // FP. - 1987. - T.13. - Vyp.1. - S. 51 - 61.
35. Krall N.A., Liewer P.C. Low Frequency Instabilities in Magnetic Pulses // Phys.Rev. - 1971. - Vol.4, № 5. - P. 2094-2103.
36. Sizonenko V.L., Stepanov K.N. Dvuhpuchkovye neustojchivosti v jelektronnuyu lovushke // Pis'ma v ZhTF. - 1975. - T.1. - Vyp. 22. - S. 1013 - 1014.
37. Pastuhov V.P. Ob anomal'nom perenose jelektronov v perehodnom sloe magnitnojelektrostaticheskoy lovushki // Fizika plazmy. - 1980. - T.6. - Vyp. 5. - S.1003 - 1011.
38. Il'geson V.I., Pastuhov V.P. Poperechnye poteri jelektronov v magnitnojelektrostaticheskikh lovushkakh s nizkim davleniem plazmy. - Moskva, 1981. - 32 s. - (Preprint/ IAJe: № 3495.6).
39. Vdovin S. A., Karpuhin V.I., Lavrent'ev O.A., Novikov M.N., Sidorkin V.A. Jeksperimental'noe issledovanie inzhektsii jelektronnykh puchkov v jelektronnuyu lovushku «S-4M» // UFZh. - 1984. - T.29, №6. - S. 836-841.
40. Vdovin S.A., Lavrent'ev O.A., Storozhenko Yu.A. Issledovanie kolebanij plazmy v odnoshchelevoj jelektronnuyu lovushke. -Har'kov, 1988. - 12s. - ( Preprint /HFTI: № 88-32).
41. Lavrent'ev O.A. Vliyanie jelektricheskogo polya na poperechnye poteri jelektronov v odnoshchelevoj jelektronnuyu lovushke // UFZh. - 1988. - T. 33, № 9. - S. 1348 - 1352.
42. Lavrent'ev O.A., Sidorkin V.A., Goncharenko V.P., Azovskij Yu.S., Vdovin S.A. Issledovanie mnogoshchelevoj

- jelektromagnitnoj lovushki // UFZh.- 1974. - T.19, № 8. -S. 1278 - 1281.
43. Lavrent'ev O.A., Sapa N.N., Sidorkin V.A. Issledovanie nakopleniya i poter' plazmy v mnogoshchelevoj jelektromagnitnoj lovushke // UFZh. – 1976. - T. 21, № 4. - S.637 - 639.
  44. Lavrent'ev O.A., Sapa N.N., Sidorkin V.A. Izmerenie plotnosti plazmy v mnogoshchelevoj jelektromagnitnoj lovushke // UFZh. . -1977. - T.22, № 10. - S.1741- 1743.
  45. Lavrent'ev O.A. Jelektromagnitnaya lovushka «Yupiter-2» // UFZh. – 1979. - T.24, № 7. - S. 1019 - 1022.
  46. Azovskij Yu.S., Vdovin S.A., Germanova S.V., Karpuhin V.I. i dr. Osobnosti konstruksii i funktsional'nye sistemy jeksperimental'noj ustanovki «Yupiter 2M» // Doklady IY Vsesoyuznoj konferentsii po inzhenernym problemam termoyadernyh reaktorov. – Leningrad. – 1984. - T.3. - S.89 - 95.
  47. Vdovin S.A., Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G., Oboznoj V.P., Sappa N.N. Nakoplenie plazmy v mnogoshchelevoj jelektromagnitnoj lovushke «Yupiter -2M»// VANT.- Ser. Termoyadernyj sintez.–1988. - Vyp.3.-C. 40 45.
  48. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G., Oboznyi V.P. Ions losses in multislit electromagnetic trap «Jupiter 2M» // Problems of Atomic Science and Technology. - Series Plasma Physics (9). - 2003. - №.1. - P. 43 - 45.
  49. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Germanova S.V., Nozdrachev M.G., Oboznyi V.P. Neutral gas influence on plasma heating and confinement in the multislit electromagnetic trap «Jupiter 2M» // Problems of Atomic Science and Technology. - Series Plasma Physics (5). - 2000. - № 3. - P. 48 - 50.
  50. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G., Oboznyi V.P., Skibenko A.I., Fomin I.P. Investigation of space dependence of plasma parameters in multislit electromagnetic trap «Jupiter 2M» // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (9). - 2003. - № 1. – P. 27 - 29.
  51. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G., Oboznyi V.P. Ions losses in multislit electromagnetic trap «Jupiter 2M» // Problems of Atomic Science and Technology. - Series Plasma Physics (9). - 2003. - № 1. – P. 43 - 45.
  52. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Nozdrachev M.G., Oboznyi V.P., Golyuk S.A., Krutko N.A. Multislit Electromagnetic trap “Jupiter 2M3” // Problems of Atomic Science and Technology. - Series Plasma Physics (13). – 2007. - № 1. - P. 27 - 29.
  53. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Krutko N.A., Oboznyi V.P. Multislit electromagnetic trap “Jupiter F” // Problems of Atomic Science and Technology. - Series Plasma Physics (14). - 2008. - № 6. - P. 40 - 42.
  54. Karpuhin V.I., Lavrent'ev O.A., Sappa N.N. Raschet parametrov stacionarnoj plazmy v jelektromagnitnoj lovushke // UFZh. – 1978. - T. 23, № 8 - S. 1294 - 1300.
  55. Karpuhin V.I., Lavrent'ev O.A., Sappa N.N. Model'noe opisanie uderzhaniya plazmy v mnogoshchelevoj jelektromagnitnoj lovushke // UFZh. – 1980. - T.25, № 7. - C. 1082 - 1088.
  56. Germanova S.V., Lavrent'ev O.A., Petrenko V.I. Poperechnyj perenos jelektronov v mnogoshchelevoj jelektromagnitnoj lovushke s osesimmetrichnoj geometrijei magnitnogo polya.// VANT. - Ser. Termoyadernyj sintez.- 1989.- Vyp.3. - S.69 - 72.
  57. Germanova S.V., Lavrent'ev O.A., Petrenko V.I. Poperechnyj perenos jelektronov v mnogoshchelevoj jelektromagnitnoj lovushke cherez kontsevye magnitnye poverhnosti // VANT.- Ser. Termoyadernyj sintez. - 1991.- Vyp.2. - S. 74 - 76.
  58. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Germanova S.V., Krutko N.A., Shevchuk B.A. The thermonuclear reactor conceptual project based on multislit electromagnetic trap // Problems of Atomic Science and Technology. - Series Plasma Physics (15). - 2009. - № 1. - P. 61-43.
  59. Lavrent'ev O.A. A plasma neutral source with an electromagnetic trap as the based // Transactions of fusion technology. - 1999. - Vol. 35. - T.1. - R. 292 - 296.
  60. Lavrent'ev O.A., Maslov V.A., Germanova S.V., Shevchuk B.A., Krutko N.A. Modeling of plasma accumulation, heating and confinement in a source of thermonuclear neutron. // Problems of Atomic Science and Technology. - Series Plasma Physics (12). - 2006. - № 6. - P. 50 - 52.
  61. Lavrent'ev O.A., Vdovin S.A., Germanova S.V., Shevchuk B.A. Istochniki termoyadernyh nejtronov// VANT. - Ser. Yadernofizicheskie issledovaniya (55). - 2011.- № 3.- . 104 – 109.