

# ПОЛЕВОЙ КОНФАЙНМЕНТ НАГРЕТЫХ ПЛАЗМОИДОВ С ОДНОРОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

Сапогин В.Г., Сапогин К.В.

В работе исследованы решения статических уравнений Пустьвойта, описывающие каноническую физику взаимодействия зарядов со сферическим статическим электрическим полем в плазме однородной температуры. Исследованы два основных решения с малыми значениями дивергенции и напряжённости поля. Первое решение описывает дырочный плазмод. В нём концентрация электронов меньше, чем концентрация зарядов фона. Минимум концентрации электронов образуется в центре сферического слоя. Электроны выдавлены на внешние стенки.

Второе решение описывает плазмод, электроны которого смещены на внешний сферический слой. В нём концентрация электронов больше, чем концентрация положительных зарядов. Макроскопическое разделение зарядов в плазмоидах подчиняется фундаментальному закону сохранения полного давления, состоящему из суммы: давление зарядов плазмы и давление коллективного поля. Интеграл «живых сил» является гамильтоновой функцией системы и относит рассматриваемое взаимодействие к разделу канонической физики.

Распределённый заряд внутри плазмоидов удерживается парой сил полевого происхождения: силой сжатия слоя и силой расширения слоя (аналог кулоновской силы). В дырочном плазмоде сила сжатия совпадает с силой Бернулли, а сила расширения, совпадает с градиентом давления коллективного поля. Внутри электронного плазмоида пары сил меняются местами.

Приведены интегральные характеристики дырочного и электронного атмосферных плазмоидов с малой энергией связи. Рассчитаны радиусы плазмоидов, обнаруженные в природе: атмосферный плазмод шаровой молнии, электронный плазмод Шоулдерса, плазмод воздушного пузыря в воде, плазмоиды твёрдого тела, плазмоиды ядерных размеров. Сделаны оценки физических параметров холодных и горячих плазмоидов. Обсуждается построение автономных источников переменного тока на тепловых плазмоидах.

## Введение

Как показано в [1], система уравнений, описывающая статические состояния плазмоидов с любой симметрией, состоит из условия равновесия элементарного объёма подвижных электронов в плазме с неподвижным фоном положительных зарядов

$$\vec{f}_e + \vec{f}_b = -\rho\vec{E} + \vec{f}_b = en\vec{E} + \vec{f}_b = 0, \quad (1)$$

где 
$$\vec{f}_b = -grad(p_e) \quad (2)$$

– сила Бернулли, действующая на газ подвижных электронов.

Условие равновесия дополнено уравнением состояния электронного газа в плазме с однородной температурой

$$p_e = nkT. \quad (3)$$

$$\rho = -en, \quad (4)$$

где  $n$  – концентрация электронов,  $\rho$  – плотность электронов плазмы,  $e$  – элементарный заряд,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура плазмы по Кельвину,  $E$  – напряжённость коллективного поля.

Систему уравнений (1-4) нужно замкнуть уравнением Пуассона для двухкомпонентной плазмы

$$div\vec{E} = e(n_0 - n) / \epsilon_0, \quad (5)$$

где  $n_0$  – масштаб концентрации фона положительных зарядов,  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная. Система уравнений (1) – (5) описывает статические равновесия зарядов в трёхмерной плазме с однородной

температурой. Система (1-5) может быть получена из нестатических уравнений Пустовойта, описывающих происхождение молнии [2].

### Равновесные состояния зарядов плазмоида с полем

Исследуем равновесные состояния зарядов с полем в сферическом плазмоиде. Элементарный объём электронов плазмы удерживают в равновесном состоянии две объёмные силы (1): электрическая  $\vec{f}_e = -\rho\vec{E}$  и сила Бернулли  $\vec{f}_b$ . Спроецируем (1) – (4) на ось  $r$ , в предположении, что напряжённость коллективного поля имеет одну компоненту  $E_r$

$$-\rho E_r = enE_r = kT \frac{dn}{dr}. \quad (6)$$

Введём безразмерные переменные системы

$$\xi = r/R, \quad y = E_r/E_*, \quad z = n/n_0, \quad a = T_*/T, \quad (7)$$

где  $R = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_*}{n_0}}$  – пространственный масштаб системы,  $E_* = en_0 R / \varepsilon_0$  –

масштаб напряжённости коллективного поля,  $T_* = eE_*R/k$  – масштаб температуры системы. Проецируя (5) на ось  $r$  и привлекая переменные (7), получим систему дифференциальных уравнений

$$z' = azy, \quad (8)$$

$$y' + 2y/\xi = 1 - z. \quad (9)$$

Квазиплоское приближение в (9) реализуется в предположении малости напряжённости поля внутри плазмоида  $2y/\xi \ll 1$ . Сведём систему (8) – (9) к одному дифференциальному уравнению второго порядка относительно напряжённости коллективного поля

$$y'' + ay(1 - y') = 0. \quad (10)$$

Найдём приближённые решения уравнения (10) в предположении малых значений дивергенции поля  $y' \ll 1$  внутри стенки плазмоида.

В обычных единицах упомянутое требование  $y' \ll 1$  переходит в условие

$$\frac{dE_r}{dr} \ll \frac{E_*}{R} = \frac{en_0}{\varepsilon_0} = md_*, \quad (11)$$

где  $md_*$  – масштаб дивергенции поля в плазме зависит от концентрации фона.

В этом приближении уравнение (10) переходит в уравнение, описывающее линейный осциллятор с возвращающей силой

$$y'' = -ay. \quad (12)$$

После понижения порядка оно переходит в интеграл полного давления плазмы, который состоит из суммы: давление зарядов плазмы и давление коллективного поля

$$\frac{y'^2}{2} + U(y) = \beta = H(y', y, \xi) = const, \quad (13)$$

где

$$U(y) = -\int (-ay) dy = ay^2 / 2 \quad (14)$$

– приведённая потенциальная энергия осциллятора. Здесь она совпадает с приведённым давлением поля. Интеграл (13) математики называют интегралом «живых сил». Он формирует гамильтонову функцию системы  $H(y', y, \xi)$ . Производная от неё по координате позволяет определить пару сил полевого происхождения, удерживающих рассматриваемую неоднородную систему зарядов.

В дырочном плазмоиде сила сжатия слоя

$$f_{1\xi} = -ayy',$$

А сила расширения зарядов слоя (полевой аналог силы кулоновского взаимодействия)

$$f_{2\xi} = -y'y''.$$

В электронном плазмоиде пары сил меняются местами.

В (13) давление зарядов плазмы определяется в виде

$$p_3 = D_* y'^2 / 2 = \frac{p_0 a}{4} \left(1 - \frac{n}{n_0}\right)^2 \quad (15)$$

где

$$D_* = \varepsilon_0 E_*^2 / 2 \quad (16)$$

– масштаб давления поля. Масштаб давления зарядов плазмы  $p_{3*} = ap_0 / 4 = n_0 k T_* / 4$ ; масштаб давления положительных зарядов фона  $p_0 = n_0 k T$ .

Как показано в монографиях [3,4,5], фундаментальный закон сохранения – интеграл полного давления проявляет себя в системах коллективного взаимодействия массовых частиц с гравитационным полем (каноническая физика гравитации, [4]), зарядов одного знака с электрическим полем (каноническая физика электричества [3]) и системы переменных токов с электрическим полем (каноническая физика магнетизма [5], sapogin.com).

Закон сохранения (13) относит исследуемое взаимодействие зарядов с плазмой к области канонической физики. Уравнение (13) имеет два независимых решения для напряжённости коллективного поля с главным пространственным периодом

$$1 - \pi / 2\sqrt{a} \leq \xi \leq 1 + \pi / 2\sqrt{a} = \xi_1$$

$$y_1 = \sqrt{2\beta/a} \sin \sqrt{a}(\xi - 1), \quad (17)$$

$$y_2 = \sqrt{2\beta/a} \cos \sqrt{a}(\xi - 1). \quad (18)$$

Их следует отнести к двум основным состояниям плазмоида-пузыря в нагретой плазме. Решения для напряжённости коллективного поля зависят от положительных значений интеграла полного давления и приведённой температуры плазмы. Из решений следуют распределения

полей и давлений для двух классов электронно-дырочных пузырей ЭДП с однородным фоном положительных зарядов.

Распределение приведённого давления поля плазмоидов внутри сферического слоя системы

$$\frac{D_1}{D_*} = \frac{ay_1^2}{2} = \beta \sin^2 \sqrt{a}(\xi - 1), \quad (19)$$

$$\frac{D_2}{D_*} = \frac{ay_2^2}{2} = \beta \cos^2 \sqrt{a}(\xi - 1). \quad (20)$$

Из (19) – (20) видно, что давление поля в первом решении имеет минимум на сфере  $\xi = 1$ , а во втором решении максимум на этой же сфере.

Распределение приведённого давления зарядов плазмы по радиусу системы

$$\frac{p_{z1}}{D_*} = \frac{y'^2}{2} = \beta \cos^2 \sqrt{a}(\xi - 1), \quad (21)$$

$$\frac{p_{z2}}{D_*} = \frac{y'^2}{2} = \beta \sin^2 \sqrt{a}(\xi - 1). \quad (22)$$

Из (21) – (22) видно, что давление зарядов плазмы в первом решении имеет максимум на сфере  $\xi = 1$ , а во втором решении минимум на этой же сфере.

Подставляя полученные решения в (13), убеждаемся в том, что закон сохранения полного давления плазмы выполнен внутри сферического слоя системы для распределения зарядов в стенке любого плазмоида. *Там, где давление зарядов меньше, там больше давление коллективного поля. И, наоборот, там, где давление зарядов больше, там меньше давление поля.*

Толщина слоя локализации, занятого зарядами сферической плазмы конечна, одинакова у плазмоидов, и совпадает с пространственным периодом системы

$$d = r_2 - r_1 = \pi R / \sqrt{a}. \quad (23)$$

Из (23) следует зависимость толщины стенки плазмоида от температуры. Тонкая стенка у плазмоидов образуется только в холодной плазме при  $T/T_* \ll 1$ . Приведённая толщина стенки имеет вид

$$\frac{d}{R} = \pi \sqrt{T/T_*}. \quad (24)$$

В таблице 1 приведены зависимости толщины приведённой стенки пузыря  $d/R$  от приведённой температуры  $T/T_*$ , рассчитанные для холодных плазмоидов.

Приведём соотношения, описывающие распределение электронов в основных состояниях плазмоидов с малой напряжённостью и дивергенцией поля.

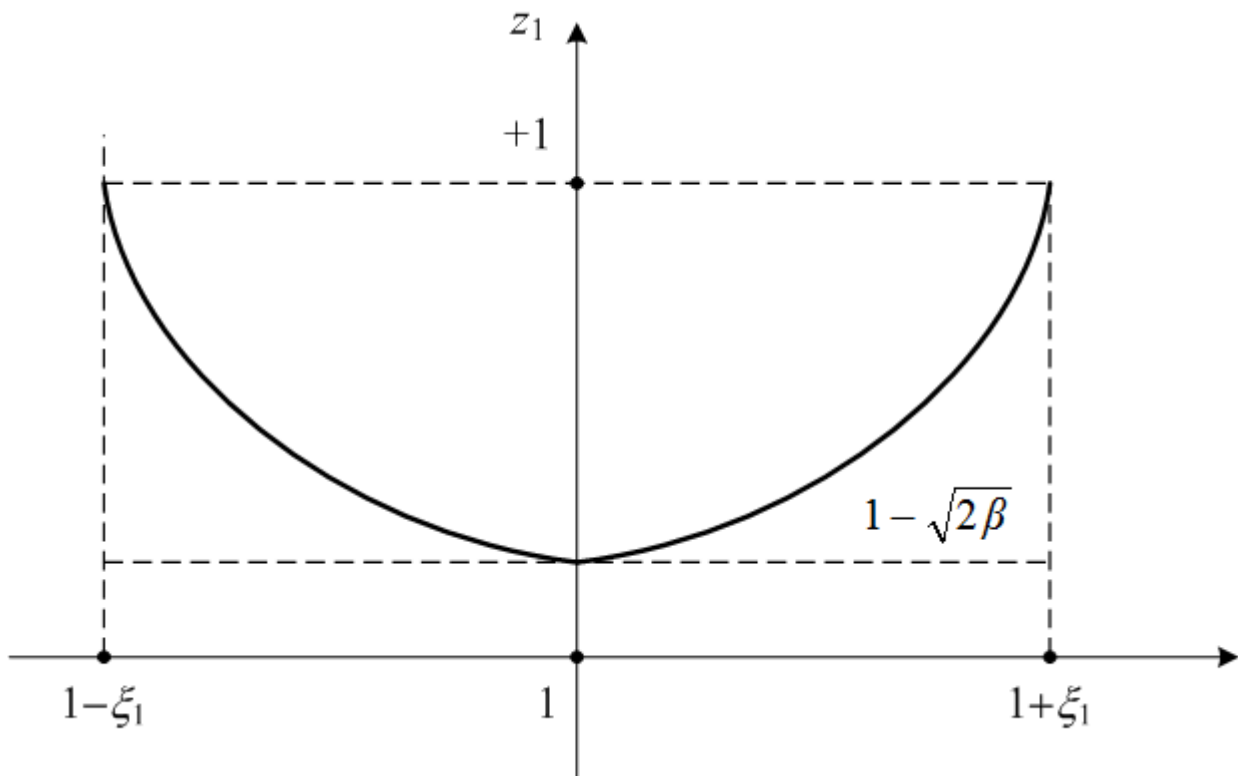
**Таблица 1.** Зависимость толщины стенки от температуры для холодных плазмоидов

$T/T_*$	$10^{-2}$	$10^{-4}$	$10^{-6}$	$10^{-8}$
$d/R$	$\pi 10^{-1}$	$\pi 10^{-2}$	$\pi 10^{-3}$	$\pi 10^{-4}$

Первое решение (17) описывает дырочный плазмоид. Макроскопическое разделение зарядов в нём симметрично относительно плоскости  $\xi=1$ . Оно таково, что внутри плазмоида концентрация электронов меньше, чем концентрация положительных зарядов фона. Электроны выдавлены на границы слоя

$$z_1 = 1 - y'_1 = 1 - \sqrt{2\beta} \cos \sqrt{a}(\xi - 1), \quad \text{при } 0 < \beta < 1/2. \quad (25)$$

Как видно из (25), минимум электронов возникает в плоскости  $\xi=1$ , а на границах слоя  $1 - \pi/2\sqrt{a} \leq \xi \leq 1 + \pi/2\sqrt{a}$ , концентрация электронов совпадает с концентрацией однородного положительного фона. У границ плазмоида образуется тонкий слой однородной, почти электронейтральной, плазмы. На рис. 1 представлено распределение электронов в дырочном плазмоиде.



*Рис. 1. Распределение электронов в стенке дырочного плазмоида.*

Распределение сил, полей и зарядов в дырочном плазмоиде с малой дивергенцией коллективного поля представлено на рис. 2. Из него видно, что плазмоид имеет две атмосферы: внешнюю и

внутреннюю. **Силы расширения**  $\vec{f}_{2\xi}$ , **разрывающие** плазмойд, направлены по радиусу во внешней атмосфере и против радиуса во внутренней атмосфере. Они достигают экстремальных значений на границе плазмойда. Напряжённость поля внутри слоя изменяется как синус, и имеет максимум на внешней границе слоя.

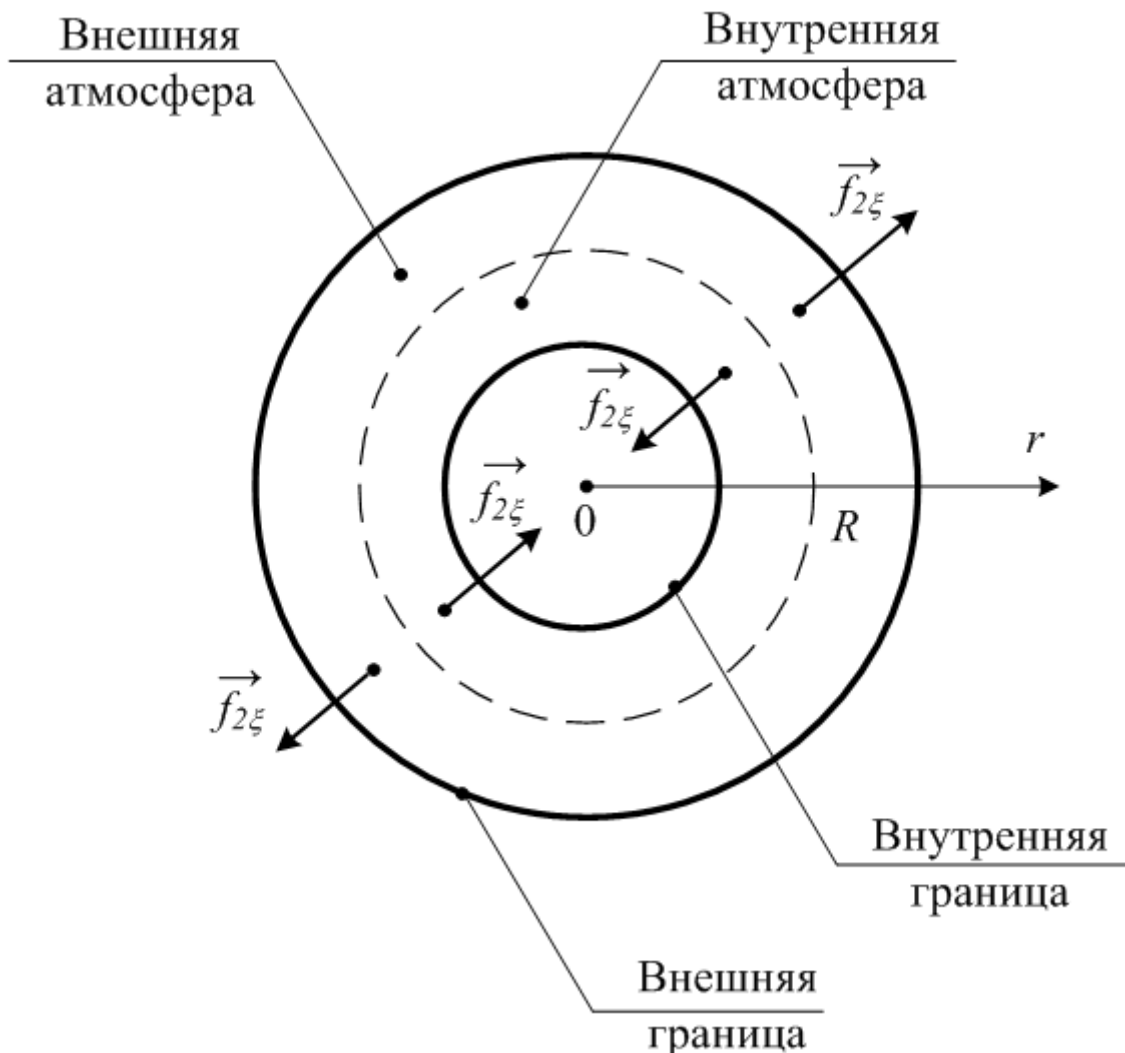


Рис. 2. Структура дырочного плазмойда

Компенсирующие силы создаются силой Бернулли, направленной противоположно силам расширения в каждом слое. **Они – силы сжатия**. На рисунке не указаны. Сила Бернулли  $f_{1\xi}$  совпадает с градиентом давления коллективного поля, противоположна ему и действует на массовую плотность зарядов. Распределение положительных зарядов однородно. Распределение электронов имеет минимум на границе атмосфер (см. рис.1). Они выдавлены на границы стенки. На границах плазмойда концентрации электронов и зарядов фона совпадают. **Внутри плазмойда зарядов нет.**

Электрическая сила, действующая на электроны, обладает неожиданным свойством. **Сила перемещает электроны плазмы в направлении вектора напряжённости коллективного поля.**

В слое выполняется фундаментальный закон сохранения полного давления, который является Гамильтоновой функцией системы. Полное давление состоит из суммы: давление поля и давление зарядов плазмы. Это приводит к тому, что в кластере **давление коллективного поля больше там, где меньше давление зарядов**. Максимальное давление зарядов реализуется в минимуме давления поля.

Второе решение (18) описывает электронный плазмод. На границах слоя напряжённость коллективного поля обращается в нуль. В центре слоя она достигает максимума. Давление поля максимально в центре слоя. Здесь давление зарядов минимально. Электроны локализируются несимметрично. Они перемещаются на внешнюю стенку слоя. Концентрация электронов на внешней стенке больше, чем концентрация дырок. Приведённая концентрация электронов имеет вид

$$z_2 = 1 - y'_2 = 1 + \sqrt{2\beta} \sin \sqrt{a}(\xi - 1), \text{ при } 0 < \beta < 1/2. \quad (26)$$

Она минимальна на левой границе слоя и максимальна на правой границе.

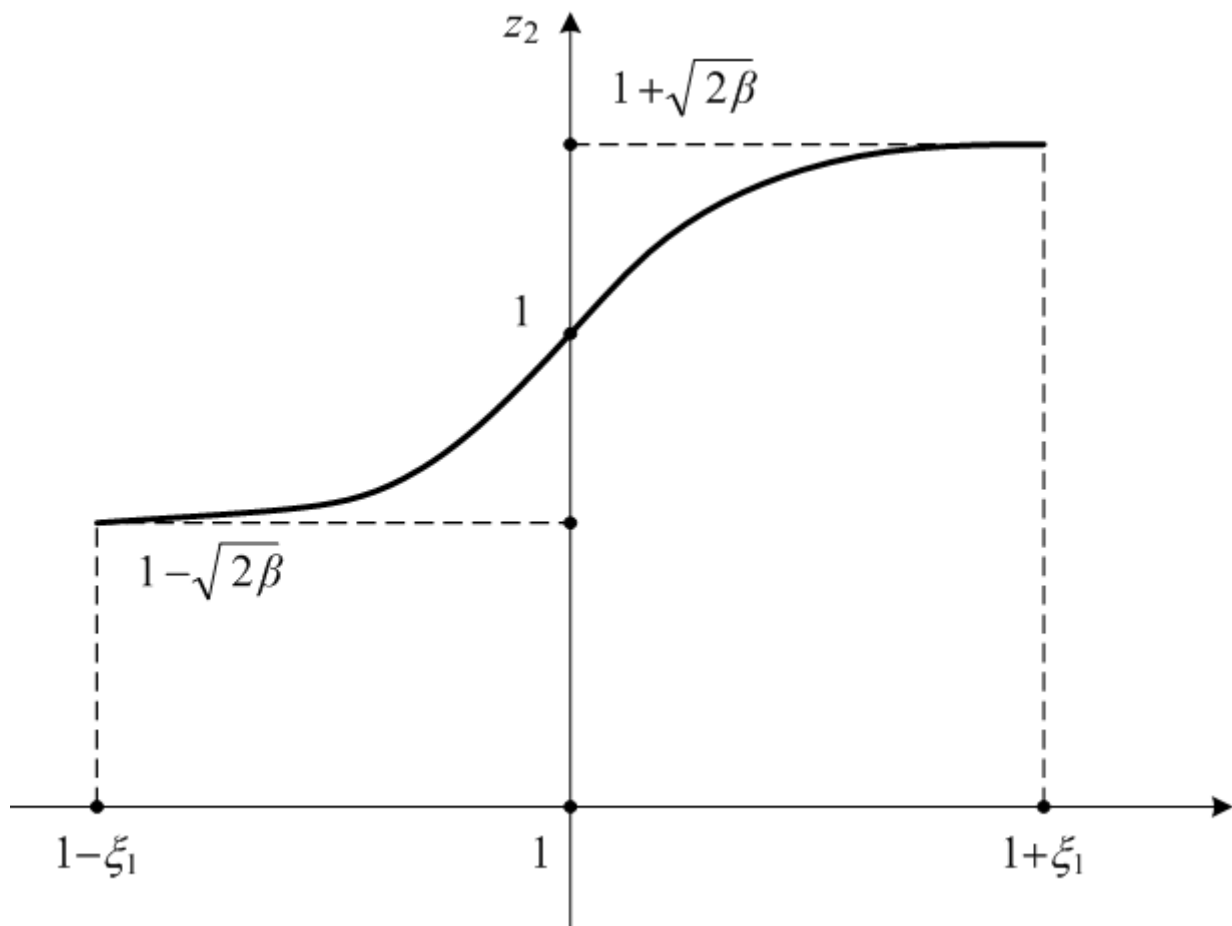


Рис. 3. Распределение электронов в стенке электронного плазмоида

Распределение сил, полей и зарядов в электронном плазмоиде с малой дивергенцией коллективного поля представлено на рис. 4. Из него видно, что плазмод имеет две атмосферы: внешнюю и

внутреннюю. **Силы расширения**  $f_k = f_{1\xi}$ , **направлены против радиуса во внутренней атмосфере и по радиусу во внешней атмосфере**. Они имеют нулевое значение в центре слоя. Напряжённость коллективного поля внутри слоя изменяется по закону косинуса, не меняет направление в слое и ограничена главным периодом.

Компенсирующие силы сжатия  $f_{2\xi}$  создаются силой Бернулли, направленной противоположно силам расширения в каждом слое. Сила Бернулли совпадает с градиентом давления коллективного поля, противоположна ему и действует на массовую плотность зарядов. **Распределение положительных зарядов однородно. Распределение электронов имеет минимум на внутренней границе и максимум на внешней границе. Внутри плазмоида зарядов нет.**

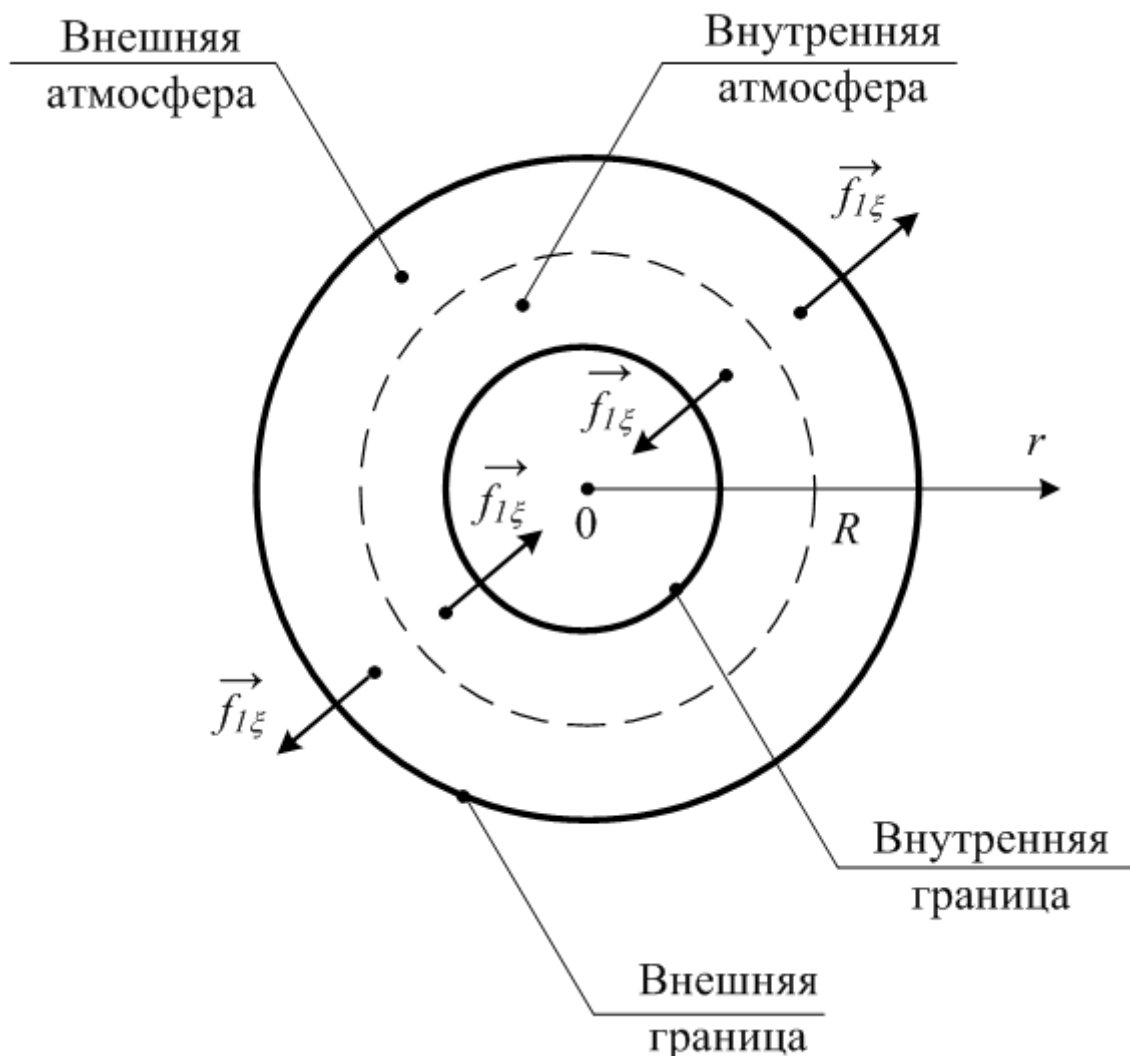


Рис. 4. Структура электронного плазмоида

Электрическая сила, действующая на коллектив электронов, перемещает электроны плазмы на внешнюю границу в направлении



вектора напряжённости коллективного поля и заряжает границу отрицательно. Внутренняя граница заряжена положительно. **Заряды электронного плазмоида образуют двойной электрический слой.**

В слое выполняется фундаментальный закон сохранения полного давления, который является Гамильтоновой функцией системы. Полное давление состоит из суммы: давление поля и давление зарядов плазмы. Это приводит к тому, что **в электронном плазмоиде давление коллективного поля больше там, где меньше давление зарядов. Максимальное давление зарядов плазмы реализуется на границах плазмоида.**

Выясним условия, при которых выполняются найденные приближённые решения уравнения (8-10). В холодной и в горячей плазме они различны

$$0 < \beta < 1/2; \quad 0 < \beta < \pi^2 / 82 \quad (27)$$

Условия (27) указывают на то, что найденные распределения полей и зарядов с малой дивергенцией и напряжённостью коллективного поля (17) – (26) реализуются в плазмоидах с однородным фоном положительных зарядов при малых полных давлениях.

Фазовые траектории дырочного плазмоида имеют вид

$$\frac{ay_1^2}{2\beta} + \frac{(1-z_1)^2}{2\beta} = 1.$$

Это часть эллипса, определённая на плоскости  $(z_1, y_1)$  областью значений  $1 - \sqrt{2\beta} \leq z_1 \leq 1$ ;  $-\sqrt{2\beta/a} \leq y_1 \leq \sqrt{2\beta/a}$ . Границы области зависят от полного давления системы и температуры плазмы.

Фазовые траектории электронного плазмоида имеют похожий вид

$$\frac{ay_2^2}{2\beta} + \frac{(z_2-1)^2}{2\beta} = 1.$$

Они представляют собой другую часть эллипса, определённую в плоскости  $(z_2, y_2)$  областью значений  $1 - \sqrt{2\beta} \leq z_2 \leq 1 + \sqrt{2\beta}$ ;  $0 \leq y_2 \leq \sqrt{2\beta/a}$ . Границы области также зависят от полного давления системы и приведённой температуры плазмы.

Статическое равновесие электронов в плазмоидах поддерживается равенством двух сил: силы Бернулли и электрической. Проекция силы Бернулли в обычных единицах действует на массовую плотность электронов

$$f_{br} = -\frac{P_0}{R} z', \quad (28)$$

а проекция электрической силы действует на плотность зарядов электронов

$$f_{er} = en_0 E_* z y = \frac{P_0}{R} a z y. \quad (29)$$

В каждом плазмоиде действующие силы равны друг другу в любом сферическом слое и направлены противоположно друг другу. Направления обеих сил, при переходе через сферу  $\xi=1$ , изменяют свой знак на противоположный. Из равенства их амплитуд находим дополнительную связь между масштабами величин

$$ap_0 = 2D_*, \quad R = kT_*/eE_*, \quad p_0/R = en_0E_*. \quad (30)$$

Из интеграла полного давления (13) получим объёмную плотность сил, удерживающих статическое распределение зарядов плазмоида. Проекция приведённой силы, связанной с градиентом давления поля

$$f_{1\xi} = -\frac{d}{d\xi}\left(a\frac{y^2}{2}\right) = -ayy' = \mp\beta\sqrt{a}\sin 2\sqrt{a}(\xi-1). \quad (31)$$

В обычных единицах

$$F_{1r} = -\varepsilon_0 E_r \frac{dE_r}{dr} = -\frac{d}{dr}\left(\frac{\varepsilon_0 E_r^2}{2}\right).$$

Масштаб силы

$$f_0 = \varepsilon_0 E_*^2 / 2R.$$

Проекция приведённой силы, связанной с градиентом давления зарядов, имеет вид

$$f_{2\xi} = -\frac{d}{d\xi}\left(\frac{y'^2}{2}\right) = -y'y'' = \pm\beta\sqrt{a}\sin 2\sqrt{a}(\xi-1). \quad (32)$$

Она также действует на массовую плотность зарядов. В обычных единицах

$$F_{2r} = -\left(1 - \frac{n}{n_0}\right)f_{br}. \quad (33)$$

Силы действуют на заряды плазмы, обеспечивая их статическое равновесие. В сферическом слое плазмоида они равны друг другу и направлены противоположно.

### Интегральные параметры дырочного плазмоида

Рассчитаем интегральные параметры дырочного плазмоида. Количество положительных зарядов находим из соотношения

$$\frac{N_p}{N_*} = \left(1 + \frac{\pi}{2\sqrt{a}}\right)^3 - \left(1 - \frac{\pi}{2\sqrt{a}}\right)^3, \quad (34)$$

где

$$N_* = 4\pi R^3 n_0 / 3$$

- масштаб числа зарядов.

Количество отрицательных зарядов находим из соотношения

$$\frac{N_e}{N_*} = \frac{3\pi}{\sqrt{a}} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{12a} - 2\sqrt{\beta}/\pi - \frac{2\sqrt{2\beta}}{\pi a} (\pi^2/4 - 2) \right]. \quad (35)$$

Энергия связи дырочного плазмоида

$$\frac{W}{W_*} = \frac{3\pi\sqrt{2\beta}}{a^{3/2}} \left[ \sqrt{\beta/2} + \frac{\sqrt{2\beta}}{4a} (\pi^2/6 - 1) \right], \quad (36)$$

где  $W_* = 4\pi R^4 e n_0 E_* / 3$ ,  
масштаб энергии связи.

### Интегральные параметры электронного плазмоида

Приведём аналогичные соотношения для электронного плазмоида. Количество положительных зарядов для тех же параметров не изменяется. Количество электронов имеет вид

$$\frac{N_e}{N_*} = \frac{3\pi}{\sqrt{a}} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{12a} + \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2\beta}{a}} \right], \quad (37)$$

А энергия связи

$$\frac{W}{W_*} = \frac{3\pi\beta}{a^{3/2}} \left[ 1 + \frac{1}{2a} (\pi^2/6 + 1) \right]. \quad (38)$$

Сделаем оценки интегральных параметров плазмоидов в атмосферной плазме в упомянутом приближении. Выбирая значения  $a = T_*/T = 100$ ,  $\beta = 0,01$ ,  $R = 5$  см,  $n_0 = 3,8 \cdot 10^{11}$  м<sup>-3</sup>,  $T_* = 2 \cdot 10^5$  К, масштаб напряжённости поля  $E_* = 340$  В/м, масштаб дивергенции  $7$  кВ/м<sup>2</sup>, полное давление  $P = 5,1$  нПа, толщина пузыря  $1,5$  см, масштаб удерживающей силы  $10,2$  мкПа/м, получим для дырочного плазмоида:  $N_p = 1,875 \cdot 10^8$ . Число положительных зарядов превышает количество отрицательных  $N_e = 1,712 \cdot 10^8$ . Энергия связи имеет малое значение  $W = 0,317$  МэВ.

В электронном плазмоиде число положительных зарядов то же самое, а число электронов  $N_e = 1,922 \cdot 10^8$  превышает их. Энергии связи оказываются примерно одинаковыми величинами  $W = 0,314$  МэВ.

Из приводимых статических решений можно получить соотношение, которое определяет радиус тонкостенных плазмоидов-пузырей с однородной температурой. В это соотношение входят три параметра: пространственный масштаб плазмоида  $R$ , концентрация зарядов фона  $n_0$  и масштаб температуры плазмы  $T_*$

$$R = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_*}{n_0}} \quad (39)$$

$\varepsilon_0$  – электрическая постоянная,  $e$  – элементарный заряд,  $k$  – постоянная Больцмана. Значение (39) совпадает с плазменным радиусом Дебая при равенстве масштаба температуры температуре плазмы. Это значение порядка радиуса любого холодного сферического плазмоида (обычно его толщина на один-два порядка меньше его радиуса, см. табл. 1).

У плазмоидов  $n_0$  – концентрация зарядов на поверхности радиуса  $R$ . Из (39) видно, чем больше масштаб температуры плазмоида при

неизменной концентрации фона, тем больше его радиус, а чем выше концентрация фона при неизменном масштабе температуры, тем меньше его радиус.

Соотношение (39) можно представить в форме уравнения состояния

$$\frac{n_0 R^2}{T_*} = A = const, \quad (40)$$

где  $A = \varepsilon_0 k / e^2$ . Из него следует соотношения подобия и широкий спектр радиусов плазмоидов. Произведение концентрации фона положительных зарядов на квадрат радиуса плазмоида, отнесённое к масштабу температуры плазмоида остаётся у всех плазмоидов постоянной и одинаковой величиной.

У плазмоидов, имеющих одинаковый масштаб температуры, произведение концентрации фона на квадрат радиуса остаётся постоянной величиной.

Плазмоиды с одинаковым радиусом имеют одинаковое отношение концентрации фона к масштабу температуры.

Плазмоиды, имеющие одинаковую концентрацию фона имеют одинаковое отношение масштаба температуры к квадрату радиуса.

Построим таблицу, определяющую радиусы плазмоидов холодной плазмы  $T/T_* = 10^{-2}$  при различных концентрациях и масштабах температур, которые можно отождествить с наблюдаемыми в природе. Из табл. 2 видно, что первый плазмоид может быть отождествлён с плазмоидом шаровой молнии у поверхности земли – редко наблюдаемый в атмосфере иногда тёмный (дырочный плазмоид), иногда светящийся (электронный плазмоид), газовый пузырь зарядов атмосферной плазмы с тонкой стенкой.

**Таблица 2.** Параметры наблюдаемых в природе плазмоидов

	1	2	3	4	5
$R$	5 см	1 мм	5 мкм	$10^{-10}$ м	$10^{-15}$ м
$n_0(\text{М}^{-3})$	$3,8 \cdot 10^{11}$	$9,5 \cdot 10^{14}$	$3,8 \cdot 10^{19}$	$4,8 \cdot 10^{28}$	$4,8 \cdot 10^{45}$
$T_*(\text{К})$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$10^{12}$

Второй – с плазмоидом, возникающим при кавитационных явлениях, в пузырьке воздуха в воде. Третий – можно отождествить с электронным кластером К.Шоулдерса, возникающим на острейном катоде вакуумного диода, нагретым до 2000 К: это короткоживущий микронный пузырь из электронов с примесью положительных зарядов [6]. Он может находиться в состоянии микроплазмоида.

Четвёртый – электронный плазмоид радиусом в ангстремы, может возникать в плазме металла, нагретой до температуры 1000 К и больше.

При этом концентрация фона у него на два-три порядка меньше, чем концентрация атомов металла. У плазмоидов твёрдого тела энергия связи на один-два порядка больше, чем энергия связи кластера Шоулдерса из электронов.

Пятый – класс плазмоидов ядерных размеров, находящихся в состоянии плазмоида-пузыря. В рассматриваемой модели ядро любого атома представляет собой плазменный пузырь зарядов, состоящий из протонов и электронов с предельно высокой концентрацией, нагретых до высокой температуры  $\sim 10^{10}$  К. Это область, занятая плазмой ядерной плотности с однородным фоном положительных зарядов. В ней положительных зарядов больше, чем отрицательных.

В таблице 3 приведены радиусы сверххолодных плазмоидов-невидимок, нагретых до температуры  $T=1$ К.

**Таблица 3.** Сверххолодные плазмоиды-невидимки

	1	2	3	4	5
$R$	1,1 мм	23 мкм	100 нм	3,2 пм	$10^{-20}$ м
$n_0(\text{м}^{-3})$	$3,8 \cdot 10^{11}$	$9,5 \cdot 10^{14}$	$3,8 \cdot 10^{19}$	$4,8 \cdot 10^{28}$	$4,8 \cdot 10^{45}$

Из таблицы видно, что понижение температуры плазмоида приводит к уменьшению их радиуса. Они перестают излучать в видимом диапазоне и становятся атрибутами тёмной материи.

### **Автономные источники переменного тока на тепловых плазмоидах**

В металле при комнатной температуре средний радиус плазмоида составляет 2 мкм. Он содержит масштаб зарядов  $2 \cdot 10^{-17}$  Кл, имеет масштаб потенциала 10 пВ и масштаб энергии связи 9 мэВ. Короткоживущие плазмоиды своим тепловым движением создают флуктуирующую разность потенциалов на концах любого проводника. Она была обнаружена в 1923 году в опытах Джонсона [7]. Теоретическое объяснение эффекта было предложено Найквистом в [8].

На наш взгляд, гипотеза происхождения эффекта не связана с омическим сопротивлением проводника. Эффект отображают емкостные свойства поверхности уединённого проводника. Потенциал, возникающий при эффекте, пропорционален амплитудному значению тока смещения Максвелла. Ток образуется при тепловом осциллирующем движении короткоживущих микроплазмоидов возле поверхности проводника.

Температурно-электрический эффект Джонсона-Найквиста сформировал новый элемент электрической цепи – уединённую электроёмкость с зарядом на её поверхности, частота осцилляций которого зависит от температуры поверхности. Он стал первым

автономным неисчерпаемым источником переменного тока, значение которого зависит от температуры нагрева плазмы, возникающей внутри ёмкости и концентрации носителей заряда в плазмоиде.

Эксперимент Джонсона указал, что при комнатной температуре потенциал, возникающий на поверхности коротких проводников – десятки микровольт. Что при пересчёте на величину разделённого заряда для ёмкости 10 пФ даст значение заряда  $\sim 10^{-16}$  Кл и указывает на фактическую амплитуду заряда, локализованную на поверхности ёмкости.

Математическое соотношение закона может быть связано с эффективностью преобразования тепловой энергии плазмоида в его электрическую энергию

$$\alpha = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 RikT},$$

где  $i$  – число степеней свободы плазмоида.

Температурно-электрический эффект подтвердил на опыте существование второго закона электродинамики – закона электродинамической индукции, обнаруженного нами. *В нём переменный поток электрической индукции, возникающий внутри объёма нагретого конденсатора, порождает ток смещения Максвелла, величина которого зависит от частоты теплового движения плазмоидов.*

Математическая структура закона имеет трёхбуквенный вид

$$i_M = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \int_s \vec{D} d\vec{s} \right) = 2\pi\nu CU.$$

Ток смещения половину периода колебаний выходит из поверхности уединённой ёмкости, излучает волну, а вторую половину периода возвращается назад и поглощает волну. Обмен энергией между конденсатором и внешней средой происходит во времени вечно. Это свойство похоже на свойство работы вечного двигателя на скачке гравитационного поля. Он работает на Принципе Вечного Движения, открытого Стоксом в 1845 году. Подробности в работе [9].

Эффект Джонсона-Найквиста не следует смешивать с термоэлектрическим эффектом. У последнего, концы проводника находятся при разных температурах. Важнейшую роль в разделении зарядов проводника играет градиент температуры.

В работе [10] сделана оценка величины тока смещения, возникающего при генерации в нагреваемом конденсаторе Росси-Фокарди [11-12]. При температуре плазмы  $700^\circ\text{C}$  ток смещения оказался 250 мА. Такое значение тока смещения частотой 50 Гц создаёт большую объёмную плотность энергии, накопленную тепловым конденсатором, в  $16 \text{ ГВт/м}^3$ . На пластинах конденсатора Росси-Фокарди выделяется 1 МВт тепловой мощности.

**Это указывает на то, что вклад в энергию нагрева, создаваемый током смещения, оказывается на порядок-два больше, чем энергия нагрева, даваемая низкоэнергетическими ядерными реакциями LENR, которые могут существовать в плазме твёрдого тела. Чтобы вклад LENR в нагрев ещё больше уменьшить нужно из конденсатора Росси удалить водород.**

Следует отметить, что Росси не измерял электрических свойств теплового конденсатора. Он генерирует ток смещения Максвелла, который нагревает плазму внутри конденсатора, и может быть неисчерпаемым автономным источником переменного тока, не требующим сжигания топлива. Это новый класс источников тепла и переменного тока, который предоставляет природа землянам, начиная с 1923 года.

**Перспективным в наше время следует считать направление создания автономных источников тепла и переменного тока, которые можно выполнить на тепловом конденсаторе.** Тепловой конденсатор не изменяет экологии окружающей среды. В нём отсутствуют радиоактивные отходы и излучение плазмы на низких частотах.

Внутри теплового конденсатора можно использовать газоразрядную, жидкую плазму, и плазму твёрдого тела. В плазме твёрдого тела, из металлических опилок, можно создать самую большую плотность тепловых плазмоидов. Но нужно понимать, что существует предельно большая плотность плазмоидов, при превышении которой тепловая энергия из ёмкости не будет успевать отводиться, и источники будут взрываться.

## **Заключение**

Плазмоиды можно разделить на две большие группы: излучающие и неизлучающие. Те, которые излучают, участвуют в реакциях синтеза/распада, обмениваются энергией с плазмой, и исчезают. А те, которые не излучают, не распадаются, и участвуют только в реакциях синтеза. Такие плазмоиды похожи на квазистабильные ядра, но имеют заряд на порядок-два больший, чем заряд ядра. Плазмоиды холодного синтеза забирают из плазмы тепловую энергию. Синтез неизлучающих плазмоидов – реакция эндотермическая. Она может приводить к созданию стабильных ядер.

Плазменная модель ядра, предложенная в работе, даёт правильное представление о физической природе ядерных сил и распределении зарядов. В ядре возникает полевой конфайнмент. Он заключается в том, что заряды, находящиеся в пузыре, создают коллективное поле, которое оказывает обратное действие на массы его зарядов. Удерживают стенку пузыря заряды силы полевого

конфайнмента. Пара удерживающих сил связана, с одной стороны, с градиентом давления зарядов, а с другой стороны, с градиентом давления коллективного поля.

Недавно промелькнула информация о том, что современные эксперименты с ядром показывают, что его отрицательный заряд выдвинут на внешнюю поверхность. То есть, некоторые ядра могут находиться в состоянии электронного плазмоида.

Полученное значение температуры ядра указывает на то, что пузырь зарядов ядерных размеров не может быть синтезируем даже в условиях Солнца, нагретого до миллионов градусов. Единственное место в космосе, где для него возможен синтез, может быть область, отождествлённая с ядром галактики, температура которой может быть на один-два порядка выше ядерной [13,14].

Николай Колтовой считает, что значения радиусов плазмоидов могут быть и дискретными. Эта дискретность может возникнуть в предположении, что полное давление принимает квантовые значения. Чему равен квант полного давления, пока не известно? Его значение, может быть определено только при проведении тонких экспериментов, которые укажут на существование дискретности в спектре квантовых значений интеграла полного давления.

### **Благодарность**

Авторы выражают благодарность академикам РАН: Красовскому А.А., Каторгину Б.И., Бабешко В.А. и академику НАН Украины В.Г. Барьяхтару за неподдельный многолетний интерес и моральную поддержку развития нового научного направления: «Каноническая физика кластерных состояний вещества».

Мы признательны академикам РАН: профессору Сапогину Л.Г. и лётчику-космонавту Джанибекову В.А. за многолетнее плодотворное обсуждение результатов, полученных в работе.

Особую благодарность авторы выражают руководителю лаборатории кафедры «Время и Системы» института «Исследований Природы Времени» Колтовому Николаю Алексеевичу за оригинальное обсуждение, которое помогло выделить в работе направление прикладных исследований тепловых плазмоидов.

Хотим отметить большую помощь Сапогиной Л.К., оказанную при правке русских и английских текстов наших статей, брошюр и монографий.



## Литература

1. Сапогин В.Г. Каноническая физика коллективного взаимодействия зарядов с полем плоского плазмоида. – 2021, Таганрог, – с.22. Авторский Архив.
2. Пустовойт В.И. О механизме возникновения молнии/Радиотехника и электроника. – 2006. – Т. 51, №8, - С. 996-1002.
3. Сапогин В.Г. Механизмы удержания вещества самосогласованным полем. Монография, 2000. ТРТУ, ISBN 5-8327-0068-6, – 254 с.
4. Сапогин В.Г. Газовые шары Эмдена в самосогласованной теории гравитации. – Таганрог, Изд-во ТТИ ЮФУ, 2009, – 100 с.
5. Сапогин В.Г., Прокопенко Н.Н., Панич А.Е. Интегральные индуктивности с высокой симметрией. – Шахты: ИСО и П (филиал) ДГТУ в г. Шахты, 2016, – 234 с. Сайт [sapogin.com](http://sapogin.com)
6. Keneth R. Shoulders. EV. A Tale of Discovery. Copyright, 1987, Yupiter Technologic.
7. Johnson J. Termal Adgitation of Electicity in Conductor. Phys. Rev. 32, 97 (1928).
8. Nyquist H. Termal Adgitation of Electicity in Conductor. Phys. Rev. 32, 110 (1928).
9. Джанибеков В.А., Савин Ю.П. Сапогин В.Г. Сапогин Л.Г. Работающий вечный двигатель упразднил запреты академической математики. Сайт «Каноническая физика», раздел «Принцип вечного движения». [sapogin.com](http://sapogin.com).
10. Сапогин В.Г. Способы извлечения энергии короткоживущими пузырьками плазмы. Сайт «Каноническая физика», раздел «Наукоёмкие технологии». [sapogin.com](http://sapogin.com).
11. Rossi, A. «Method and apparatus for carrying out nickel and hydrogen exothermal reactions». *World Intellectual Property Organization*. Pub. No WO/2009/125444, Pub. Date 15.10.2009.
12. Focardi S., Rossi A. «A new energy source from nuclear fusion». *Journal of nuclear physics*, march 22, 2010.
13. Сапогин В.Г., Сапогин Л.Г., Сапогин К.В. Спектр масс полых сверхмассивных чёрных дыр с высокой температурой // Научное обозрение. Фундаментальные и прикладные исследования. 2020, № 1. Сайт [sapogin.com](http://sapogin.com)
14. Sapogin V.G., Sapogin K.V. Invisible Bubbles with Liquid Wall from Dark Plasma of the Sun. *Advances in Theoretical & Computational Physics*. ISSN: 2639-0108. 20246 Volum 7, Issue 4, p. 1-18, <https://opastpublishers.com/>