

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

УДК 533.9

ТОКАМАК ТРЁХФАЗНОГО ТОКА СО СФЕРИЧЕСКОЙ КАМЕРОЙ

Ёлочкин Сергей Владимирович

пенсионер, г. Тюмень

Аннотация. Поскольку как сферическая, так и тороидальная модели себя не оправдали, давайте рассмотрим теперь объединение этих обеих моделей в нечто общее.

Ключевые слова: Токамак, стелларатор, плазма, тороидальная модель, сферическая модель, управляемый термоядерный синтез, термоядерный реактор, МТР, уравнения Масквелла, удержание горячей плазмы, тороидальное магнитное поле, полоидальное магнитное поле, ларморовский радиус, столкновения между протонов и электронов, газовый разряд, омический электрический ток плазмы, энергетическое время жизни.

ВВЕДЕНИЕ

"При изложении почти семидесятилетней истории исследований по термоядерному синтезу в СССР представляется интересным вначале коротко рассказать о роли молодого солдата Советской Армии О.А. Лаврентьева, проходившего в 40-е – 50-е годы воинскую службу на острове Сахалин, в инициировании и развитии исследований по управляемому термоядерному синтезу (УТС) в СССР...

...идея содержала предложение устройства термоядерного реактора для промышленных целей. Реактор представлял собой систему из двух сферических, концентрически расположенных электродов.

Всё это было ещё на Сахалине. Работа была написана в одном экземпляре (черновик уничтожили) и отправлена секретной почтой 29 июля 1950 г. в ЦК ВКП(б) на имя заведующего отделом тяжелого машиностроения И.Д. Сербина (см. раздел «Из Архива Президента Российской Федерации»)" («Роль А.О. Лаврентьева в постановке вопроса и инициировании исследований по управляемому термоядерному синтезу в СССР», Б.Д. Бондаренко)

После чего, появились предложение А.Д. Сахарова и И.Е. Тамма (1950 г.) о разработке тороидальной модели магнитного термоядерного реактора (МТР), впоследствии трансформировавшегося в "токамак".

Вначале, проще говоря, через тор происходил газовый разряд. Для удерживания горячую плазму от разлёта и охлаждения будет производить с помощью магнитных полей.

Размеры устройств росли в размерах и энергозатрат. Сначала труба тора имела в сечении окружность. Затем придумали в сечении не окружность, а эллипс, и стали закручивать эту трубу, назвав её «стелларатор». Сейчас говорят о необходимости усиления «сферического токамака», который, тем не менее, является как тороидальная модель.

Поскольку как сферическая, так и тороидальная модели себя не оправдали, давайте рассмотрим теперь объединение этих обеих моделей в нечто общее.

Сценарий плазменного разряда.

"В момент времени $t=t_{исх}$ (рис. 4) подается напряжение на катушки соленоидального поля. Ток в катушках начинает нарастать и достигает заданного изначально (извне с помощью программы управления) значения. При достижении заданного значения тока система питания соленоидального перестраивается на поддержания плато тока в катушках соленоидального, то есть постоянного значения тороидального магнитного поля.

В момент $t=t_{инд}$ подается напряжение на индуктор (рис. 2). Рост тока в индукторе приводит к росту магнитного потока Φ , пронизывающего сечение тороидальной камеры, создается ЭДС индукции $\mathcal{E}_{инд}=d(\Phi)/dt$, которая вызывает ионизацию газа в разрядной камере токамака.

Для поддержания напряжения на обходе тора необходимо постоянное наращивание магнитного потока индуктора. При использовании индуктора с железным сердечником предельная магнитная индукция составляет 1.8-2 Тл [7]. Это ограничивает длительность импульса токамака. Для того чтобы получить более длинный импульс, используется так называемое подмагничивание другого знака.

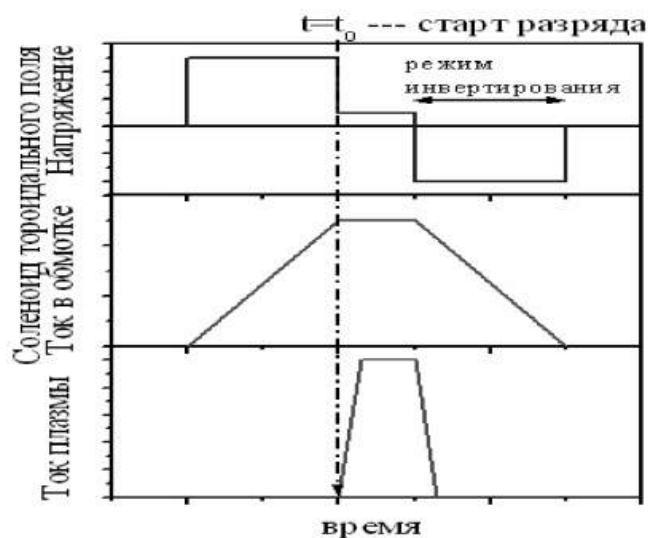


Рис. 1. Алгоритм создания тороидальной компоненты удерживающего магнитного поля; $t=t_0$ и $t=t_1$ – моменты старта и завершения плазменного разряда соответственно

Как показано на рис. 2, в момент времени $t=t_{\text{инд}}$ включается система подмагничивания. Скорость нарастания магнитного потока невелика, так что создаваемой ЭДС индукции недостаточно, чтобы произошел пробой рабочего газа. (Начальный напуск газа обычно производится в интервал времени между $t=t_{\text{исх}}$ и t_0). В момент времени $t=t_0$ включается система инвертирования и происходит изменение тока в индукторе, что приводит к изменению магнитного потока.

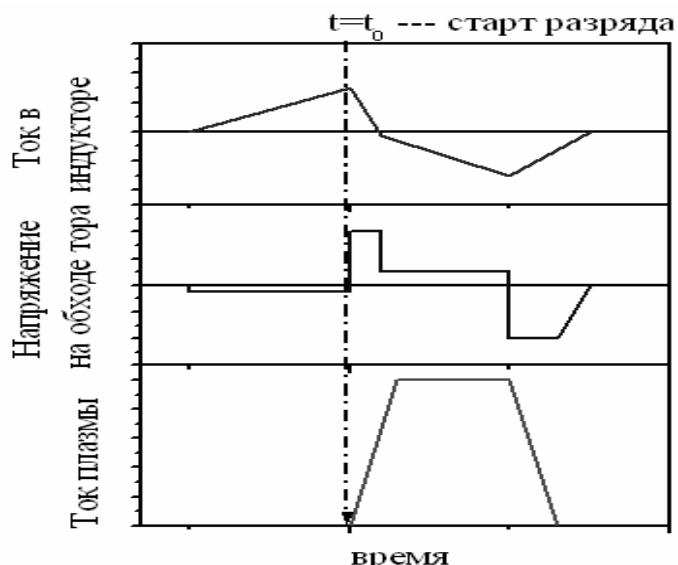


Рис. 2. Алгоритм создания тока плазмы в токамаке; $t=t_0$ – момент старта плазменного разряда

Пробой газа происходит, если полученное тороидальное электрическое поле оказывается достаточным, то есть выполняется условие:

$$\alpha L \geq 1 \quad (1)$$

где α — число ионизаций, созданных одним электроном на единицу длины (первый коэффициент Таунсенда), L — длина связи, т.е. расстояние от области пробоя до стенки вдоль линии магнитного поля. [8, с.11 - 13]

Однако, всего вышеуказанного совершенно недостаточно. Необходимо учитывать влияние омического электрического тока плазмы.

"Омическим режимом называется режим удержания плазмы, в котором нагрев плазменного шнура осуществляется только за счет протекания по плазме электрического тока, создаваемого вихревой обмоткой. Мощность нагрева в этом случае рассчитывается как $P_{\text{heat}}=I_p U_L$, где I_p — ток плазмы, U_L — напряжение на обходе плазменного шнура. L — длина связи, т.е. расстояние от области пробоя до стенки вдоль линии магнитного поля. [8, с. 14]"

Давайте внимательно рассмотрим это омическое электрическое тока плазмы, помня об уравнениях Максвелла.

Некоторые особенности уравнений Максвелла.

Уравнения Максвелла были приведены в обычной форме. Такая форма особенно удобна для решения статических задач (см. [1]).

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = 4\pi\mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5)$$

Где ρ - плотность заряда, $\mathbf{j}$ - плотность тока, c – скорость света.

$$\ddot{\mathbf{r}}_n = \mathbf{F}_n \quad (6)$$

, где $\mathbf{r}_n$ – координата частицы, m_n - масса частицы, $\mathbf{F}_n$ - сила Лоренца.

$$\mathbf{F}_n = e_n \left\{ \mathbf{E}(\mathbf{r}_n) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_n \mathbf{B}(\mathbf{r}_n)] \right\} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (8)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

(Все вышеуказанные формулы с (2) по (9) указаны [1, с. 8-10])

Будем рассматривать как будет происходить электрического тока плазмы, выбрав небольшой отрезок тороидальной камеры, заполненного смесью ядер и свободных электронов, с учётом приложенного извне электрического поля (см. Рис. 3).

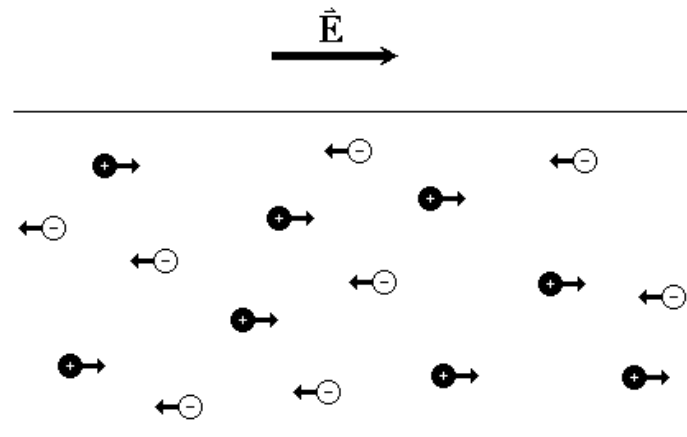


Рис. 3. Изображённые чёрные с плюсами – протоны, другие – электроны.

Для плазмы выбираем только просто водорода.

"...можно записать, что сила, действующая в какой-то точке данной части пространство на любой электрический заряд величиной q , равна (упростив в (7)):

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} \quad (10)$$

Здесь $\mathbf{F}$ зависит от того, в какой точке находится заряд q , потому что $\mathbf{E}$ следует брать для этой точке." [3, с.123].

Кроме того, "Результирующая сила, действующая на тело, равна произведению массы этого тела m на его ускорение a :" [3, с.78].

$$F=ma \quad (11)$$

А теперь, мы можем приравнять левые части уравнений формул (10) и (11), предварительно указав значения для электронов и протонов: m_e – масса электрона, e^- - заряд электрона, a_e – ускорение электрона, m_p – масса протона, e^+ - заряд протона, a_p – ускорение протона. Уравнение (7) преобразуем сначала к виду:

$$\ddot{\mathbf{r}}_n = \frac{e_n}{m_n} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}_n) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_n \mathbf{B}(\mathbf{r}_n)] \} \quad (12.1)$$

а затем

$$a_e = \frac{e_e}{m_e} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}_e) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}(\mathbf{r}_e)] \} \quad (12.2)$$

$$a_p = \frac{e_p}{m_p} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}_p) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_p \mathbf{B}(\mathbf{r}_p)] \} \quad (12.3)$$

Причём, следует помнить о соотношении значений: $m_p = 1836m_e$, $e^+ = -e^-$ (или $|e^+| = |e^-|$), и тогда получается, что $a_e = -1836a_p$.

Следуя тому, что электрону и протону приходится, под воздействием электрического поля, будут двигаться по направлениям противоположно друг другу, то они либо пролетают мимо, либо отклоняются по гиперболическим или параболическим отклонениям, либо сталкиваются. В случае же эллиптических происходит рекомбинация частиц.

В этом случае, можно рассматривать сопротивление тока как **среднее расстояние** свободного полёта частицы до столкновения, при том, что **среднее время** свободного полёта частицы до столкновения с другой (такое же при среднем расстоянии!) будет тем меньше, чем больше средняя скорость.

Выберем среднее время свободного движения частиц до столкновения – τ , (с). Можно упомянуть, что используются энергетическое время жизни – τ_e [8, с.14], или характерное время «остывание» плазмы [8, с.12].

В таком случае, что $v_e = \tau a_e$ и $v_p = \tau a_p$, и $v_e = 1836v_p$ (без учёта знака).

Кроме того, $\rho = \rho_p + \rho_e$, $\rho_p = \rho_e$, т.е. для плазмы водорода $n_e = n_p$, $e_e = -e_p$, $m_p = 1826m_e$, $v_e = -1836v_p$, $a_e = -1836a_p$.

Тогда, получается, что полная плотность тока плазмы будет соответствовать сумме токов протонов и электронов: $\mathbf{j} = \mathbf{j}_e + \mathbf{j}_p$, $\mathbf{j}_e = 1836 \mathbf{j}_p$. Или $\mathbf{j}_p = \alpha \mathbf{j}$, $\mathbf{j}_e = (1-\alpha)\mathbf{j}$, где $\alpha = 1/1836$ (следует помнить, что в отличие противоположных направлениях скоростей электронов и протонов токи будут одинаковых по знакам).

В том случае, когда электроны и протоны двигаются навстречу друг другу, сечения взаимодействия, S_p и S_e , получаются средние расстояния свободного движения до столкновений. При том, сечения взаимодействий не зависят от скорости движения частиц, средние расстояния свободного движения частиц.

Выберем σ - константа, характерная для данного вещества и назовём её удельное (объёмное) сопротивление. Тогда справедливо, что $\mathbf{j} = \mathbf{E}/\sigma$ или $\mathbf{E} = \sigma \mathbf{j}$. Теперь, используя выражение $\text{div } \mathbf{E} = \sigma \text{div } \mathbf{j}$, и преобразовывая формулы (2) и (9), получаем дифференциальное уравнение:

$$\rho + \frac{\sigma}{4\pi c} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (13)$$

А от этого уравнения получается любопытный результат:

$$\rho = e^{-\sigma t/4\pi c} \quad (14)$$

Из всего вышеуказанного, получается, что подавляющее количество столкновений частиц плазмы будут составлять столкновения между протонов и электронов, что при увеличении тока будут всё больше получаться нейтроны [9, с.8], что и происходит в указанных ТОКАМАХ.

Ошибка влияния магнитного поля.

В книге "Физика плазмы" (К. Лонгмайр) в главе 8 «столкновения частиц», как правило, указывалось, что «задача точного расчёта состояния плазмы – проблема многих тел, и, конечно, нет никакой надежды решить её точно.» [1, с.194]. Вообще говоря, всё сказанное – правильно, но, к сожалению, это правильно не абсолютно всё. Поскольку отсутствует точное решение, приходится использовать множество приближений, округлений, отбрасывания старших членов рядов и т.д. и т.п. Поэтому, нельзя во всё верить, приходится что-то только допускать. Более того, всё допускаемое должно подвергаться сомнению.

Рассмотрим такой частный пример.

"... ларморовский радиус обычно больше дебаевского для протонов, но не для электронов. Для электронов

$$\sqrt{\frac{2\epsilon_m}{N}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt{N}}{B} \quad (15)$$

Таким образом, при $B=10^5$ гс и N менее $4 \cdot 10^{14}$ частиц/см³ ларморовский радиус меньше существенного значения прицельных параметров." [1, с.209]

В этом, частном, случае формула (15) кажется верной. Основываясь на ней, в другой книге рассматривается тепловой поток в плазме: "Далее, основной тепловой поток вдоль поля переносится электронами в силу их подвижности. Напротив, тепловой поток поперёк поля должен переноситься ионами из-за их большего ларморовского радиуса." [7, с.14]

Но, как оказалось, в той же в книге [1], в более первом положении в тексте, можно сказать – в фундаментальных основах её, имеет место: "... называемый ларморовским радиусом, может быть получен путём приравнивания центробежной и лоренцевой сил" [1, с.36] :

$$\alpha = \frac{mv_{\perp}c}{eB} \quad (16)$$

Теперь, используя выражения (см. выше) $m_p=1826m_e$, $v_e=-1836v_p$ и формулу (16), получается $m_p v_{p\perp} = m_e v_{e\perp}$, что ларморовским радиусом электронов и протонов являются (в среднем!) совершенно одинаковы.

Далее, "С точки зрения электротехники токамак представляет собой кольцевой газовый разряд в сильном тороидальном магнитном поле" [7, с.24].

С одной стороны, тороидальное магнитное поле производится внешним соленоидом, что приводит к равномерному потоку магнитного поля (в сечении тора, перпендикулярно сечению, вдоль оси). Если изобразить график плотности потока магнитного тороидального поля от центра сечения тора до стенки её, получится (см. Рис. 4) :

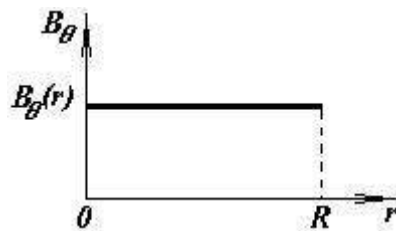


Рис. 4. График тороидального магнитного поля.

С другой стороны, полоидальное магнитное поле, создаваемое током плазмы, что приводит к неравномерному потоку магнитного поля (в сечении тора, параллельно сечению, круговое вокруг оси). Если изобразить график плотности потока магнитного полоидального поля от центра сечения тора до стенки её (заштрихован шнур тока, см. слева, r_0 – радиус шнура тока), получится (см. Рис. 5) :

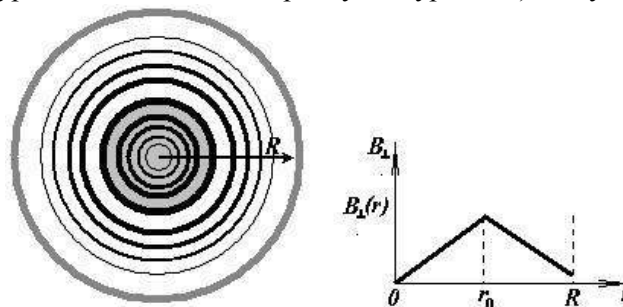


Рис. 5. Полоидальное магнитное поле и его график.

Изображённое на Рис. 5 (слева) – толщина окружности выражает плотность потока магнитного поля (полоидальному) в данном расстоянии от оси. Справа, график плотность потока магнитного поля от оси выражено прямыми есть приближение, правильное только в том случае, если плотность частиц в токе имеет равномерное распределение. На самом деле, распределение частиц в токе будет не равномерным, а сгущением частиц в центре и разрежением к краям. На самом деле, график должен быть сглаженным.

Из всего указанного, следует понимать, что *тороидальное* магнитное поле (см. Рис. 4) будет сопротивляться сжатию шнура тока, вызываемое *полоидальным* магнитным полем (см. Рис. 5).

Можно говорить, что сказанное мной весьма и весьма приблизительно. Но ведь и всё теоретическое описание магнитных полей как в [1], так и в [7], да и во всех других, тоже приблизительно, т.е. представлены множеством приближений, округлений, отбрасывания старших членов рядов и т.д. и т.п. Если слегка перефразировать то, что сказал В.И.Ленин, звучать будет так: "*Критерий истинности есть эксперимент*". Притом экспериментов потребуется множество, а строить множество колоссальных устройств очень и очень дорого.

Давайте попробуем, что получится из таких маленьких устройств.

Рассмотрим маленькие устройства и простые электрические и магнитные поля.

В первую очередь будем отказываться от алгоритма создания тока плазмы в токамаке (см рисунки 1 и 2), в которых образуется только постоянный ток, который длится недолго. Вместо этого возьмём переменный ток, причём именно трёхфазный ток. Вместо одного тора, возьмём шесть торов (т.е три пары торов одной фазы), примыкаемых к сферической камере, (см. Рис. 6):

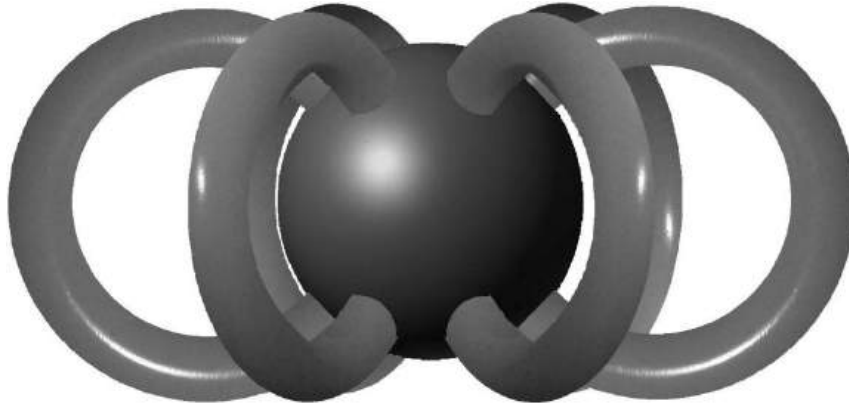


Рис. 6. Вид Токамака со сферической камерой и шести примыкаемых торов.

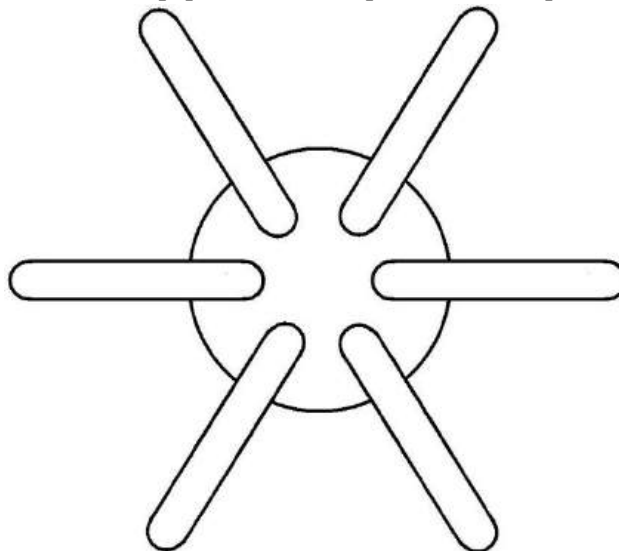


Рис. 7. Вид сверху (или снизу).

К каждой своей паре торов будет прикладываться одна своя фаза, вызванная обмотками на каждом торе частично (домостим, $\frac{3}{4}$ всего тора, т.е. вне сферической камеры). Если в торах будут возникать ЭДС с обычными шнурами разрядов, то в сферической камере будут столкновения во встречных потоках, т.е. в сферической камере будет действовать т.н. квадрупольного электрического поля (см. Рис. 8):

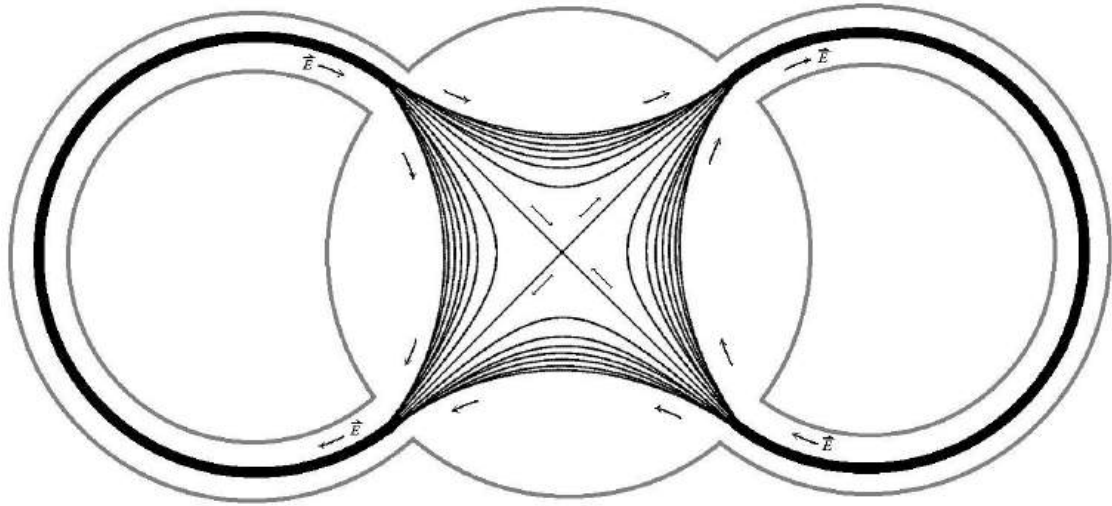


Рис. 8. Вид с боку в разрезе, с включением линий электрического квадрупольного поля.

Как известно, все трёхфазные токи имеют формулы $I_1 = A_1 \cos \varphi_1$, $I_2 = A_2 \cos \varphi_2$ и $I_3 = A_3 \cos \varphi_3$. Поскольку все амплитуды токов будут одинаковы $A_1 = A_2 = A_3 = A$, а все углы будут иметь значения $\varphi_1 = \varphi$, $\varphi_2 = \varphi + \frac{2}{3}\pi$, $\varphi_3 = \varphi + \frac{4}{3}\pi$. Таким образом, все токи будут иметь вид, учитывая указанные номера $\frac{3}{4}$ торов:

Номера торов 1-1 и 1-2 первого трёхфазного тока	$I_{1-1} = A \cos(\varphi)$	17.1
	$I_{1-2} = A \cos(-\varphi)$	
Номера торов 2-1 и 2-2 второго трёхфазного тока	$I_{2-1} = A \cos(\varphi + \frac{2}{3}\pi)$	17.2
	$I_{2-2} = A \cos(-\varphi - \frac{2}{3}\pi)$	
Номера торов 3-1 и 3-2 третьего трёхфазного тока	$I_{3-1} = A \cos(\varphi + \frac{4}{3}\pi)$	17.3
	$I_{3-2} = A \cos(-\varphi - \frac{4}{3}\pi)$	

Теперь будем рассматривать значения функции $A \cos(\varphi)$, причём значения угла будут принадлежать периоду: $\varphi = \frac{n}{6}\pi$, где $n \in [0 \dots 12]$.

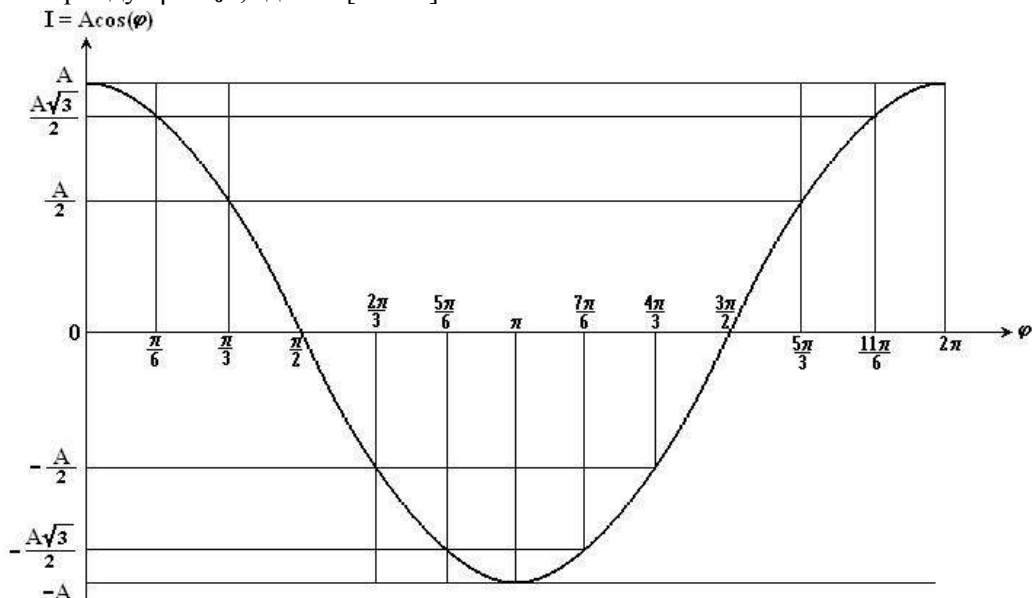


Рис. 9. График тока с указаниями значений.

В рис. 10.1 – 10.12, стрелками будут изображены токи в торах, с направлениями относительно центра сферической камеры (смотря сверху) и суммирования соответствующих токов. Пример, при $\varphi = 0$ (используя все ф. 17) следуют:

$$I_{1-1} = A, I_{1-2} = -A,$$

$$I_{2-1} = -A/2, I_{2-2} = A/2,$$

$$I_{3-1} = -A/2, I_{3-2} = A/2,$$

$$\text{В этом случае, имеем суммы токов: } I_{1-1} + I_{2-2} + I_{3-2} = A + A/2 + A/2 = 2A$$

$$\text{При } \varphi = \frac{1}{6}\pi, \text{ имеем суммы токов: } I_{1-1} + I_{2-2} = \sqrt{3}A/2 + \sqrt{3}A/2 = \sqrt{3}A$$

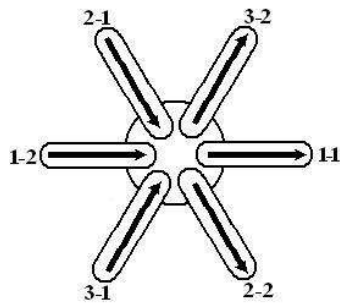


Рис. 10.1 $\varphi = 0$,
 $I_{1-1}+I_{2-2}+I_{3-2}=2A$, $I_{1-2}+I_{2-1}+I_{3-1}=-2A$

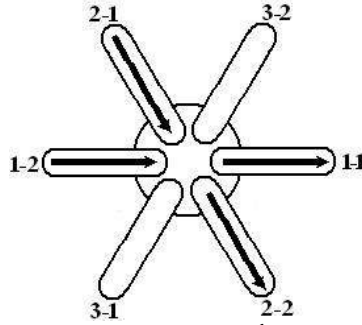


Рис. 10.2 $\varphi = \frac{1}{6}\pi$
 $I_{1-1}+I_{2-2}=\sqrt{3}A$, $I_{1-2}+I_{2-1}=-\sqrt{3}A$

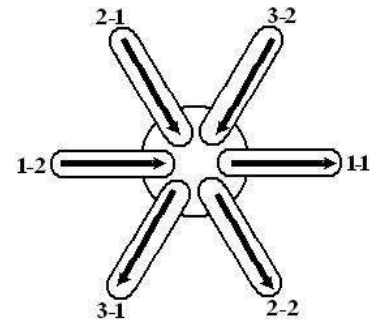


Рис. 10.3 $\varphi = \frac{1}{3}\pi$
 $I_{1-1}+I_{2-2}+I_{3-1}=2A$, $I_{1-2}+I_{2-1}+I_{3-2}=-2A$

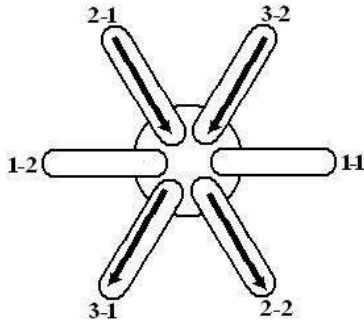


Рис. 10.4 $\varphi = \frac{1}{2}\pi$
 $I_{3-1}+I_{2-2}=\sqrt{3}A$, $I_{3-2}+I_{2-1}=-\sqrt{3}A$

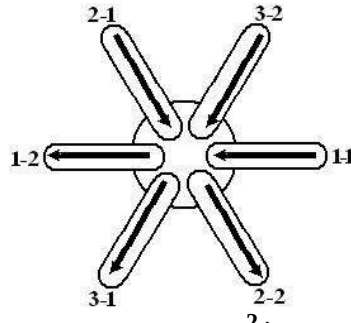


Рис. 10.5 $\varphi = \frac{2}{3}\pi$
 $I_{3-1}+I_{2-2}+I_{1-2}=2A$, $I_{1-1}+I_{2-1}+I_{3-2}=-2A$

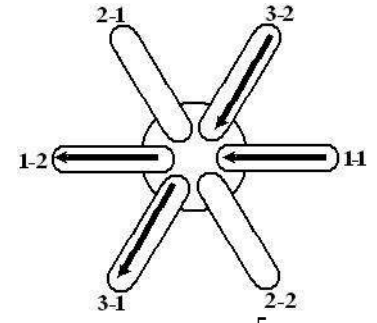


Рис. 10.6 $\varphi = \frac{5}{6}\pi$
 $I_{3-1}+I_{1-2}=\sqrt{3}A$, $I_{3-2}+I_{1-1}=-\sqrt{3}A$

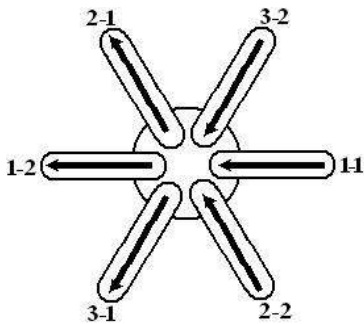


Рис. 10.7 $\varphi = \pi$
 $I_{3-1}+I_{2-1}+I_{1-2}=2A$, $I_{1-1}+I_{2-2}+I_{3-2}=-2A$

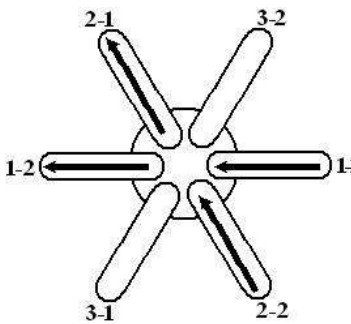


Рис. 10.8 $\varphi = \frac{7}{6}\pi$
 $I_{1-2}+I_{2-1}=\sqrt{3}A$, $I_{1-1}+I_{2-2}=-\sqrt{3}A$

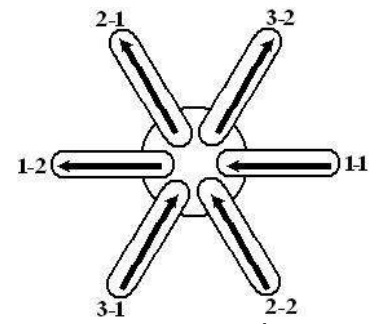


Рис. 10.9 $\varphi = \frac{4}{3}\pi$
 $I_{1-2}+I_{2-1}+I_{3-1}=2A$, $I_{1-1}+I_{2-2}+I_{3-1}=-2A$

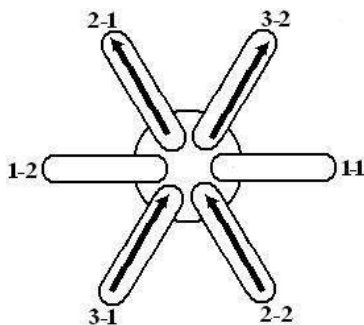


Рис. 10.10 $\varphi = \frac{3}{2}\pi$
 $I_{2-2}+I_{3-1}=\sqrt{3}A$, $I_{2-1}+I_{3-2}=-\sqrt{3}A$

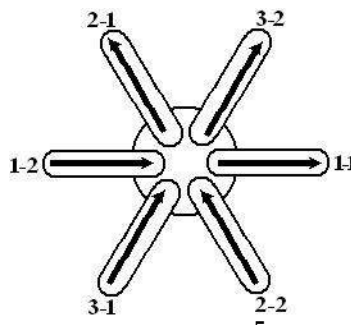


Рис. 10.11 $\varphi = \frac{5}{3}\pi$
 $I_{3-1}+I_{2-1}+I_{1-2}=2A$, $I_{1-1}+I_{2-2}+I_{3-2}=-2A$

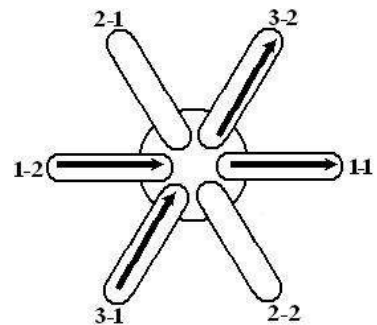


Рис. 10.12 $\varphi = \frac{11}{6}\pi$
 $I_{2-2}+I_{3-1}=\sqrt{3}A$, $I_{2-1}+I_{3-2}=-\sqrt{3}A$

Получается, что в сферической камере имеется постоянный пульсирующий ток, сила тока в пределах $A \in [\sqrt{3} \dots 2]$.

Из всего вышеуказанного, теперь сравним "тороидального токамака" с "токамаком трёхфазного тока со сферической камерой".

Первое: Если "тороидальный токамак" работает от тока обмоток, который растёт, что даёт постоянный ток тора. Включение тока тора получается в результате поджига. Ток обмоток не может расти всё время, что приводит его отключение, на это даёт секунды, т.е. энергетическое время жизни. "Токамак трёхфазного тока со сферической камерой" должен работать от трёхфазного тока, поэтому

энергетическое время жизни неограниченно (пока не надоест). Включение тока получается в результате поджига один раз, далее он не нужен, т.к. в центральной сферической камере всегда присутствуют заряженные частицы.

Второе: Как в "тороидальном токамаке", так и в "токамаке трёхфазного тока со сферической камерой", энергия столкновений электрона и протона практически одинаковы, т.к. сумма их скоростей мало отличается от их разности (см. $v_e = -1836v_p$). А вот энергия столкновений протон-протона отличаются радикально. Дело в том, что либо в "тороидальном токамаке", либо в торе примыкающего вне центральной сферической камеры, энергия столкновений пропорциональна скорости сближения (см. Рис. 11), максимальная скорость выражается $v_1 = v_{\max} - v_{\min}$. В центре же сферической камеры получаются встречные потоки протонов, пусть даже достаточно малы, энергия столкновений тоже пропорциональна скорости сближения, но максимальная скорость будет выражаться $v_2 = v_{\max} + v_{\max} = 2v_{\max}$, т.е. v_2 более чем в два раза больше, чем v_1 . В этом случае, возможна вероятность образование гелия.

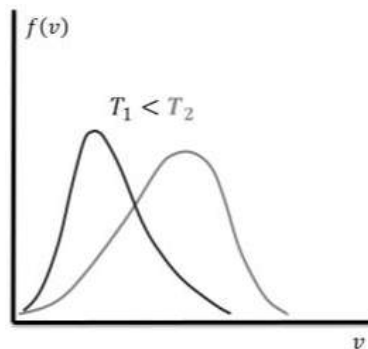


Рис. 11. Общий вид функции распределения, где v – скорость частиц, T – температуры плазмы.

Третье: Образование нейтронов происходит при столкновении электрона и протона. Поскольку нейтрон не зависит ни от электрического поля, ни от магнитного, то он практически сразу вылетает из шнура тока как в "тороидальном токамаке", так и в "токамаке трёхфазного тока со сферической камерой", если происходит в частичном торе примыкающем к сферической камерой. В самой же сферической камерой, нейтрон вылетает из неё не так же быстро, просто он дольше находится под воздействия частиц плазмы, просто *большого* объёма, чем тонкий шнур. Следовательно, гораздо *большая* вероятность существует столкновение протона и нейтрона, т.е. возможно образование дейтрона (а возможно, и тритона). Кстати говоря (как во втором), вероятность образования гелия при этом будет ещё больше.

Четвёртое: Это, разумеется, крайне сомнительно, но вдруг в одной точке произойдёт встреча нейтрона, электрона, фотона (которых здесь много) и нейтрино (которых здесь очень мало), то может образоваться и антипротон, который (в отличие от нейтрона), теперь никуда не денется от электрических и магнитных полей в плазме, ведь он теперь заряженная частица, и, позже или раньше, но непременно теперь встретится с протоном. Прямо сейчас это можно дальше не обсуждать (хотя и очень хочется).

Заключение.

В общем случае с помощью изменения магнитного потока индуктора создается вихревое электрическое поле. В качестве индуктора можно использовать длинный гибкий сердечник (т.е. просто стальной тросик), на который наматывается трансформаторный провод, который, в свою очередь, наматывается на тор (или часть его, $\frac{3}{4}$ тора). Можно рассмотреть это на фото (Рис. 12):

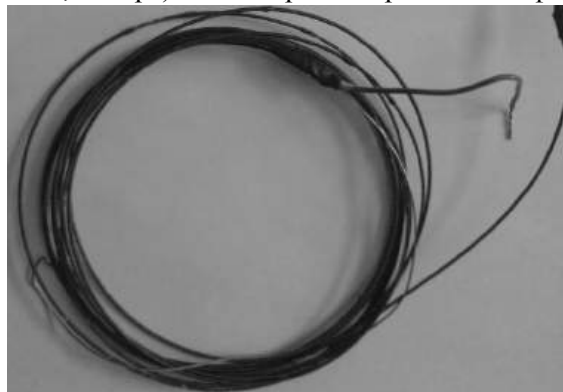


Рис. 12. Тросик, обмотанный трансформаторным проводом.



Рис. 13. Выходное трансформаторное кольцо в качестве тора.

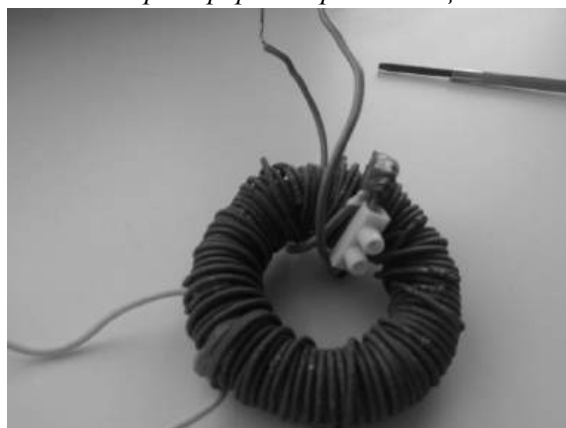


Рис. 14. Длинный гибкий индуктор намотан на тор (трансформаторное кольцо).

Получившийся трансформатор крайне прост, сделан всего за день, но ведь работает!

К сожалению, мною написанная статья несколько примитивна, ввиду моей инвалидности. Но ведь найдётся хоть кто-нибудь, кто либо разгромит эту статью (ткнув пальцем в конкретной формуле на конкретное значение), либо будет более обширно и грамотно её использовать.

Список литературы:

1. «Физика плазмы», АТОМИЗДАТ, Москва, 1966 г., К. Лонгмайр
2. «ТОКАМАК 2.0», С.В. Ёлочкин, Международный научный журнал «Наука через призму времени», №4 (13), 2018, <http://www.naupri.ru/journal/764>
3. «Берклеевский Курс Физики, том I МЕХАНИКА», Ч.КИТТЕЛЬ, У.НАЙТ, М.РУДЕРМАН
4. «Берклеевский Курс Физики, том II ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ», Э. ПАРСЕЛЛ
5. «Токамаки: триумф или поражение?», ПРИРОДА, №11, 1999 г., С.В. Мирнов
6. «Токамаки: триумф или поражение?», часть 2, ПРИРОДА, №12, 1999 г., С.В. Мирнов
7. «Физические процессы в плазме токамака. » М.: Энергоатомиздат, 1985, С.В. Мирнов
8. «Современные исследования на установках «ТОКАМАК» », Федеральное агентство по образованию Московский инженерно-физический институт (Государственный Университет), Учебное пособие, Москва 2008, Н.А. Кирнева
9. «О некоторых особенностях взаимодействия электрона с протоном», Попенко В.И., «Молодые вчений», № 7 (22), Частина 1, липень, 2015 р.
10. «Справочный по математике (для научных работников и инженеров) », Корн Г., Корн Т. Издательство «Наука», Москва, 1972 г.