

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П.Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

В.Я. НИКУЛИН, С.Н. ПОЛУХИН

**12**

**К ВОПРОСУ О НЕЙТРОННОМ СКЭЙЛИНГЕ  
ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА.  
ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ ПОДХОД**

МОСКВА 2006

# К вопросу о нейтронном скэйлинге плазменного фокуса. Электротехнический подход.

В.Я Никулин, С.Н. Полухин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

## Аннотация

*В работе обсуждается проблема насыщения нейтронного выхода мегаджоульных установок типа плазменный фокус в рамках электротехнического подхода без рассмотрения физических процессов генерации нейтронов. Аналитически расчеты и компьютерное моделирование динамики плазмы выявили зависимость нейтронного выхода от энергетики установки, отличную от общепринятой, но хорошо объясняющую экспериментальные данные.*

## Введение

Как известно [1,2,3], для установок типа плазменный фокус (ПФ) существуют два нейтронных скэйлинга или две основных зависимости нейтронного выхода  $Y_n$ :

- от запасенной электрической энергии в конденсаторной батарее  $E$  [Дж];
- от тока разряда в момент пинчевания  $I_p$  [А].

Не вдаваясь в детали, в первом приближении их можно записать в виде:

$$Y_n \approx 10 E^2 \quad (1)$$

$$Y_n \approx 10^{-13} I_p^4 \quad (2)$$

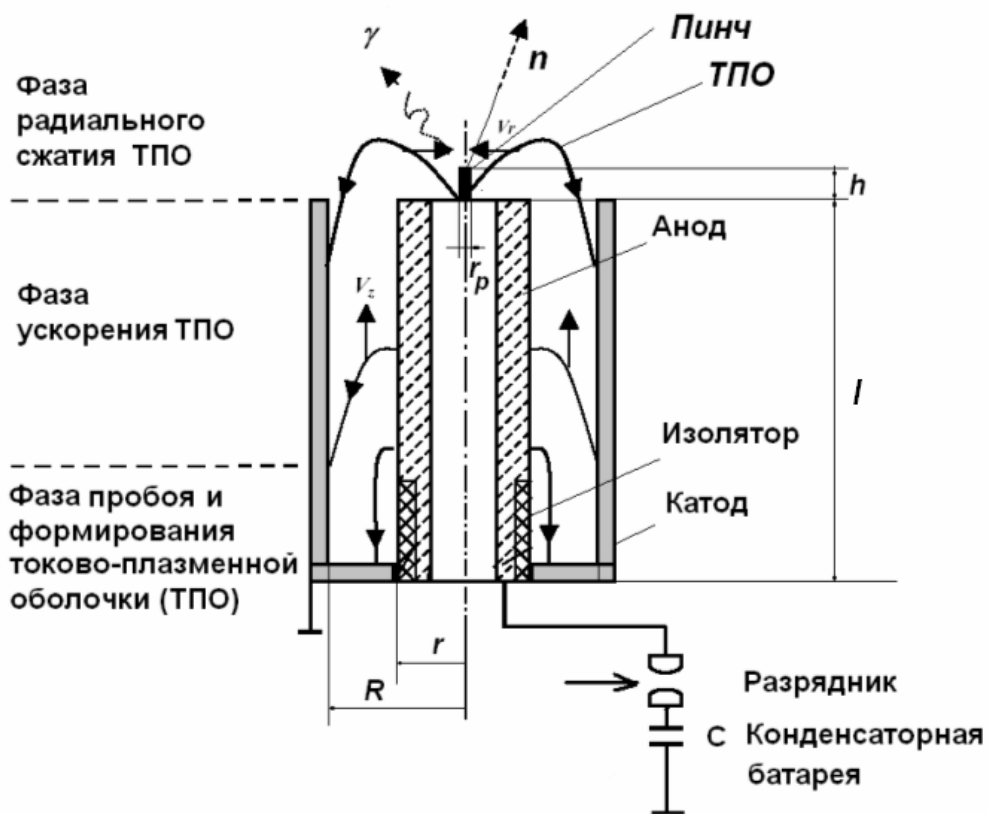
Эти зависимости были экспериментально получены в последней трети прошлого века на установках с энергетикой в диапазоне 1-100кДж и вселяли оптимизм при рассмотрении ПФ как прототипа термоядерного реактора при увеличении энергетики на 2-3 порядка. Однако при переходе к мегаджоульному диапазону энергий обнаружилось насыщение нейтронного выхода – вместо ожидаемых  $10^{13}$  нейтронов за вспышку регистрировалась в лучшем случае в 10 раз меньшая величина [4], однако скэйлинг (2) как правило, продолжает выполняться. Традиционное и трудно проверяемое экспериментально объяснение это-

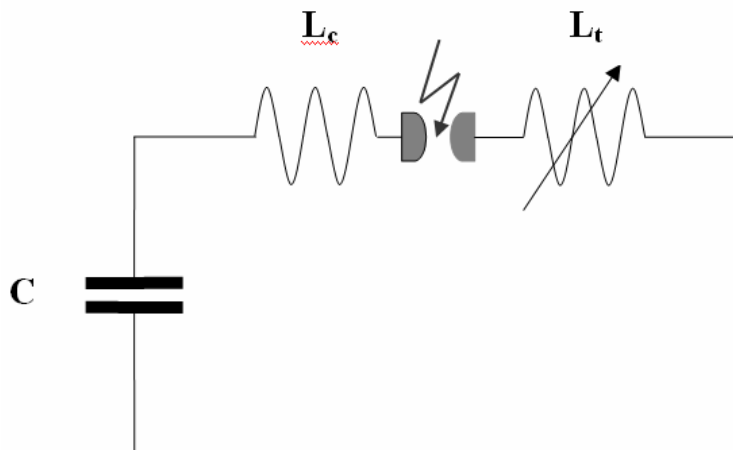
му основано на возможности периферийного шунтирования тока пинча. Не затрагивая эту проблему, мы рассмотрим здесь чисто электротехнические причины, ограничивающие рост тока разряда при увеличении энергетики установки, и таким образом, приводящие к снижению (в сравнении с ожидаемым значением) нейтронного выхода.

Следует заметить, что в силу многих причин нейтронные измерения в мегаджоульном диапазоне велись и ведутся на установках ПФ мейзеровского типа. Далее, если не оговорено, будет подразумеваться этот тип плазменного фокуса.

## 1. Нейтронный выход в килоджоульном диапазоне.

С точки зрения электротехники разряд в установке плазменный фокус представляет собой затухающие колебания тока в  $LC$ -контуре (рис. 1).

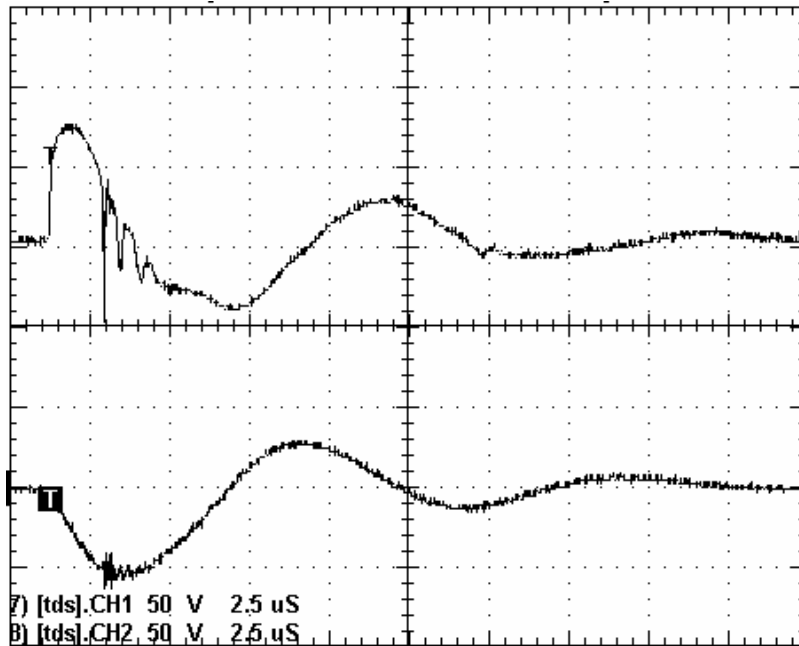




**Рисунок 1.** Схема установки ПФ и его эквивалентная электрическая схема.

Здесь:  $L_c$  – индуктивность конденсаторной батареи и подводящих кабелей;  $L_t$  – нарастающая во времени индуктивность разрядной камеры, токовой оболочки и пинча. Для установок ПФ с килоджоульной энергетикой индуктивность разряда определяется индуктивностью батареи и подводящих проводов (кабелей), то есть можно пренебречь индуктивностью разрядной камеры и плазменного столба за исключением короткого времени вблизи так называемой «особенности». Например, для установки ПФ-4М [5] (ФИАН) с запасом энергии 15 кДж ( $C=48$  мкФ,  $U=10-20$  кВ) полная индуктивность разряда, определяемая по периоду колебаний (рис. 2), равна 60 нГн. «Геометрическая» индуктивность пары анод-катод равна 15 нГн. Индуктивность пинча, определяемая по его геометрическим размерам на фотографиях, снятых электронно-оптическим преобразователем, равна 5-7 нГн. Поэтому амплитуду тока для такого  $LC$  контура можно, пренебрегая активным сопротивлением пинча и подводящих кабелей, найти по известной формуле:

$$I_{\max} = U_0 \sqrt{\frac{C}{L_c}} = \sqrt{\frac{2E}{L_c}} \quad (3)$$



**Рисунок 2.** Осциллограммы тока и его производной.

Учет активного сопротивления добавляет небольшой экспоненциальный множитель, уменьшающий максимальный ток в первом полупериоде на 10-20%.

Очевидно, что в нейтронном скэйлинге (1,2) физический смысл имеет соотношение между нейтронным выходом и током. В нем скрыта главная роль магнитных полей во всем спектре явлений эволюции разряда. Фактически скэйлинг по энергии (1) является следствием скэйлинга по току (2). Эту связь нетрудно проиллюстрировать в килоджоульном диапазоне. Подставим (3) в (2) и, грубо считая  $I_p \approx 2/3 I_{max}$ ,  $L_c \approx 10^{-7}$  Гн, получим:  $Y_n \approx 10^{-13} I_p^4 = 8E^2$  (сравните с (1)). Таким образом, в килоджоульном диапазоне скэйлинги (1,2) хорошо согласуются между собой, и первый вытекает из второго.

## **2. Нейтронный выход в мегаджоульном диапазоне.**

В мегаджоульном диапазоне связь между током и энергетикой установки уже не определяется соотношением (3), а потому и не выполняется нейтронный скэйлинг по энергии. Объяснение этому сейчас кажется довольно очевидным. Рост энергетике при постоянном напряжении зарядки батареи сопровождается

увеличением количества параллельно включенных конденсаторов, что приводит к падению индуктивности батареи. С другой стороны увеличение емкости батареи ведет к увеличению длительности разряда и к неизбежному увеличению длины электродов разрядной камеры для сохранения условия согласования момента прихода токовой оболочки к оси установки с максимумом тока. В итоге соотношение между величинами  $L_c$  и  $L_t$  становится обратным килоджоульному диапазону, то есть,  $L_c \ll L_t$ ,  $L_c \sim 10^{-8}$  Гн,  $L_t \sim 10^{-7}$  Гн. Амплитуда тока уже определяется индуктивностью камеры, а не конденсаторной батареи. Более того, дальнейшее увеличение емкости батареи уже не сопровождается повышением тока разряда, вследствие увеличения индуктивности камеры. Происходит насыщение тока разряда, и соответственно насыщение нейтронного выхода.

Покажем это на примере двух крупных установок: PF-1000 (Институт физики плазмы и лазерного микросинтеза) [6] и ПФ 1MJ (CNEN, Frascati) [4]. Их параметры представлены в таблице 1.

**Таблица 1.**

		PF-1000 2004 г.	Frascati 1MJ PF 1979-81 г.	ПФ-3	
Энергии батареи	$E$ , МДж	0.5-0.7	0.2-0.5	0.5-1	
Емкость батареи	$C$ , мкФ	1332	1300	9200	
Рабочее напряжение	$U$ , кВ	30-33	20-28	10-15	
Ток короткого замыкания	МА	12	-	18	
Максимальный ток	$I_{max}$ , МА	1.8-2	2.2-2.7	4	
Ток в момент пинчевания	$I_p$ , МА	1,2	1.2-1.7	3	
Время до пинчевания разряда	$t$ мкс	8.5	5,5-8,5	15-16	
Постоянная индуктивность	$L_c$ , нГн	15	16-20	15	
Индуктивность камеры	$L_f$ , нГн	$\approx 60$	-	$\approx 45$	8
Радиус катода	$R$ , см	20	45	24	58
Радиус анода	$r$ , см	11.3	37	16	50
Длина анода	$l$ , см	56	35	56	26
Радиус изолятора	см	12.8	-	18	50
Длина изолятора	см	11.3	5-10	15-20	26
Нейтронный выход	$Y_n$	$2 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^{11}$	$10^{12}$	-
Тип камеры		М	Ф- М	М	Ф

В третьей графе даны параметры плазменного фокуса ПФ-3 филипповской геометрии в ИЯС РНЦ «Курчатовский институт» [7].

Оценим максимальный ток разряда ПФ мейзеровского типа. Для этого запишем условие согласования разряда: время нарастания тока  $t$  должно соответствовать времени прихода токовой оболочки на ось камеры:

$$t = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_f C} = l / v_z, \quad (4)$$

где:  $l$  - длина анода, а  $v_z$  - средняя аксиальная скорость токовой оболочки на стадии gun-down. Для оценок здесь пренебрегается временем радиального движения в мейзеровском ПФ, а в качестве характерной индуктивности разряда берется индуктивность камеры  $L_f$

$$L_f = 2l \ln(R/r) \quad [\text{нГн}], \quad (5)$$

где:  $R$  - радиус катода, а  $r$  - радиус анода. Максимальный ток разряда в прежнем приближении:

$$I_{max} \approx U_0 \sqrt{\frac{C}{L_f}} \quad (6)$$

Следует заметить, что замена  $L_f$  на  $L_c$  дает величину тока короткого замыкания батареи, равную максимуму тока разряда в килоджоульном диапазоне.

Несложные манипуляции с (4),(5),(6) в итоге дают максимальный ток разряда в мегаджоульном диапазоне:

$$I_{max} = U_0 \frac{10^9}{\pi v_z \ln R/r} \quad (7)$$

Проверим формулу (7), пользуясь таблицей 1 для указанных установок. Получим максимальный ток для PF-1000  $I_{max} = 1,84$  МА, для ПФ 1MJ (Фраскати)  $I_{max} = 2,19$  МА. При столь грубой оценке тока такое точное экспериментальное подтверждение довольно неожиданно, поскольку предполагалось лишь выявить качественную зависимость максимального тока от напряжения и геометрии электродов.

Полагая  $v_z=10^7$  см/с и  $r \gg R - r = \Delta$ , формула (7) упростится:

$$I_{max} \approx 30 U_0 r / \Delta \quad (8)$$

Таким образом, исходя из соотношений (7,8) вытекает, что максимальный ток разряда мегаджоульного ПФ, по меньшей мере, слабо зависит от емкости батареи и в первую очередь определяется напряжением батареи и диаметрами электродов.

### 3. Сравнение компьютерных и аналитических расчетов

Для более полной проверки формул (7,8) проведено компьютерное моделирование разряда. С этой целью нами была выбрана хорошо известная программа В.В. Вихрева, основанная на двухжидкостных МГД уравнениях [8], версия 1999 г. Программа тестировалась по экспериментальной кривой нарастания тока установки PF-1000, приведенной в работе [6] (рис. 3). Без каких либо доводок она показала хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений тока  $I_{max}$  вплоть до середины фазы радиального схождения токовой оболочки (end-on). Однако величину тока через пинч в момент его максимального сжатия  $I_p$  программа завышала на 20-30%.



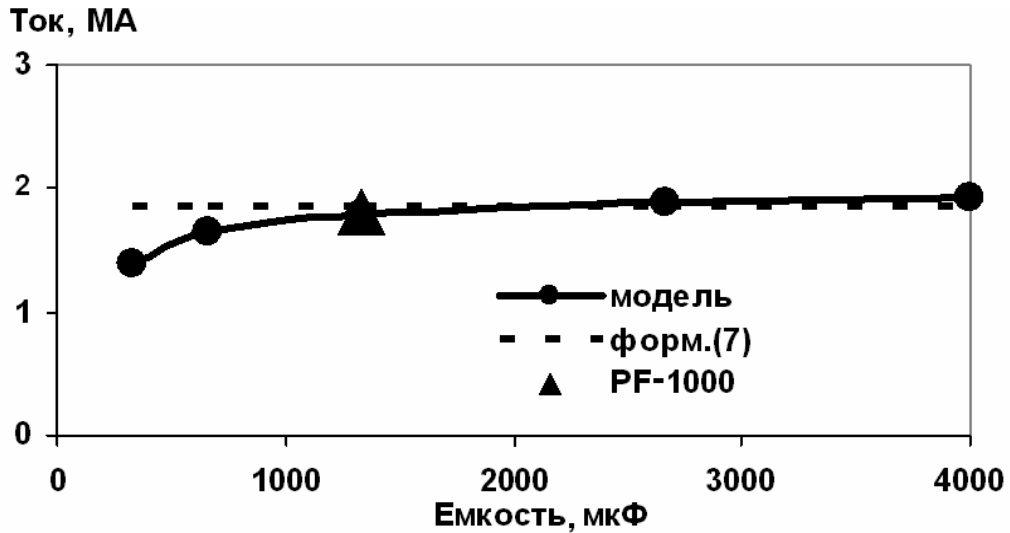
Рисунок 3. Осциллограмма тока (эксперимент и расчет).

В компьютерных экспериментах проверялись главные следствия соотношений (7,8):

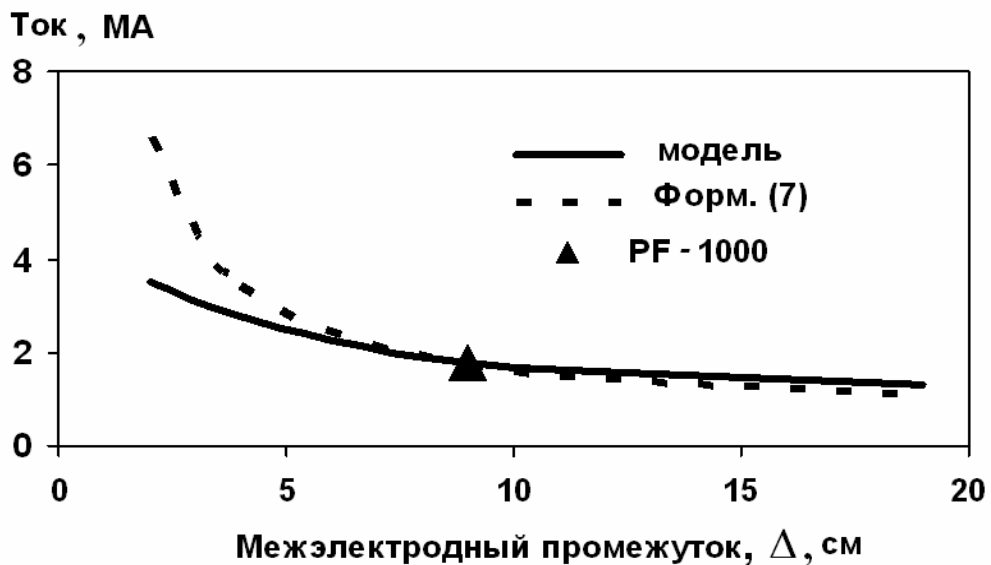


- отсутствие зависимости максимального тока от емкости батареи рис. 4;
- обратная зависимость от межэлектродного промежутка рис. 5;
- линейная зависимость от напряжения зарядки батареи рис. 6.

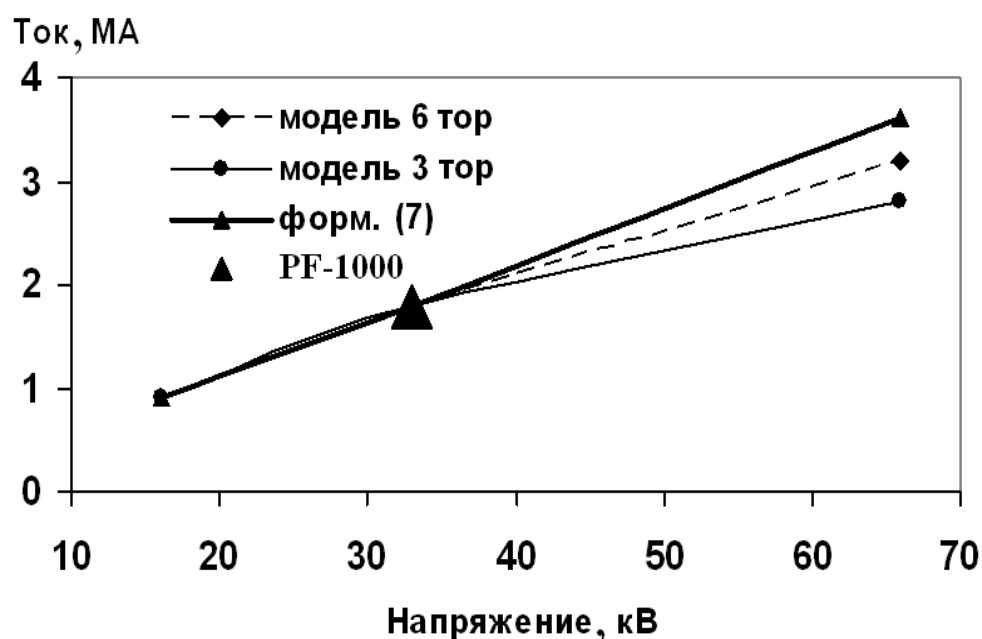
С этой целью в модели менялись поочередно параметры  $C$ ,  $U_0$ ,  $r$  и подбирались каждый раз длина электродов  $l$  для согласования батареи и разряда.



**Рисунок 4.** Зависимость максимального тока от емкости конденсаторной батареи.



**Рисунок 5.** Зависимость максимального тока от величины межэлектродного промежутка.



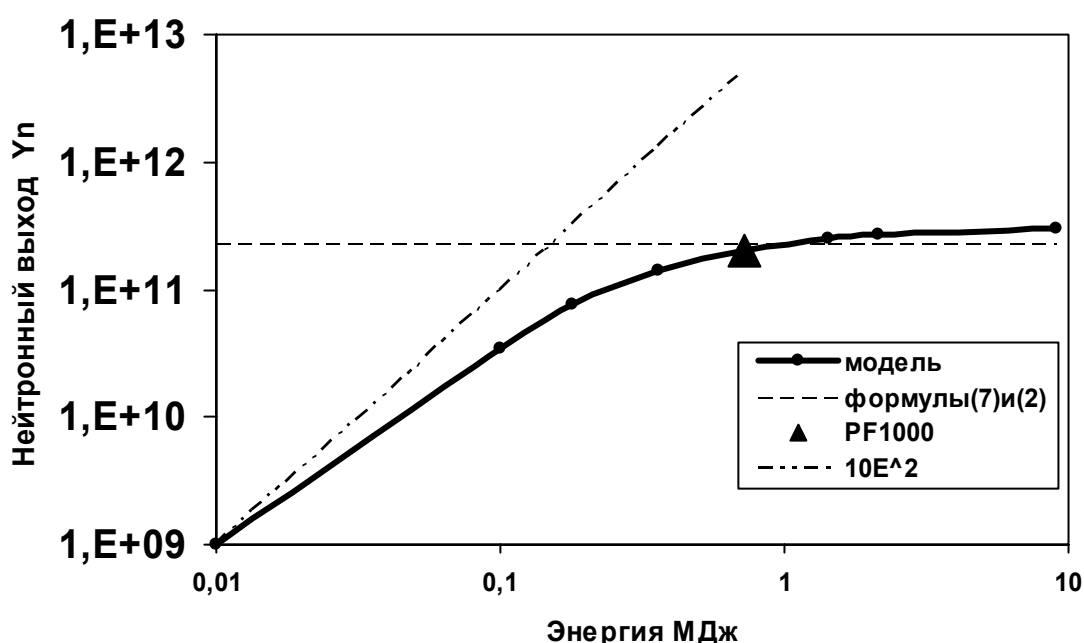
**Рисунок 6.** Зависимость максимального тока от напряжения.

Расхождение аналитических и компьютерных расчетов на рис. 5 при  $\Delta < 4\text{ см}$  легко объяснимо, поскольку в этом случае индуктивность камеры близка по величине к внешней индуктивности и сам аналитический подход неверен (см. выше). Расхождение кривых на рис. 6 при напряжениях выше 40 кВ объясняется увеличением в компьютерной модели аксиальной скорости токовой оболочки выше  $10^7\text{ см/с}$ , в формуле (7) это не учитывается и она просто принимается равной этой величине.

Как видно из графика для разрядной камеры установки PF-1000 при существующих диаметрах электродов 2 МА - это предел практически независимый от емкости конденсаторной батареи. В настоящий момент конденсаторная батарея PF-1000 состоит из 260 параллельно соединенных конденсаторов по 5 мкФ, каждый из которых способен отдавать в нагрузку более 100 кА, однако в составе установки выдает не более 7 кА. Таким образом, эффективность батареи по току оказывается менее 10%. Этот факт наряду с графиком, показанным на рис. 4, наглядно иллюстрирует вышесказанное соображение о насыщении тока в мегаджоульном диапазоне.

В целом, как видно из графиков компьютерное моделирование подтвердило справедливость соотношений (7,8).

Перейдем теперь к нейтронному скэйлингу по энергии. Как указывалось выше, зависимость тока от энергии ПФ с мегаджоульной энергетикой становится слабой и стремится к константе, с учетом (2) это ведет к насыщению нейтронного выхода. В килоджоульном диапазоне выполняется соотношение (1). Таким образом, существуют две асимптоты кривой нейтронного скэйлинга, изображенного на рис. 7.



**Рисунок 7.** Зависимость абсолютного нейтронного выхода от энергии конденсаторной батареи.

Как видно из графика точки, полученные компьютерным моделированием, вполне укладываются между асимптотами, определенные аналитически. В расчетах полагалось, что ток пинчевания  $I_p$  меньше максимального тока на треть величины, то есть  $I_p = 2/3 I_{max}$  (см. рис. 3). Найдем аналитический вид кривой на рис. 7 при переходе к насыщению в мегаджоульном диапазоне. Для этого определим зависимость максимального тока от энергии в средней части графика (в районе 0,1 МДж), а затем подставим ее в соотношение (2). Полагаем, что в этой

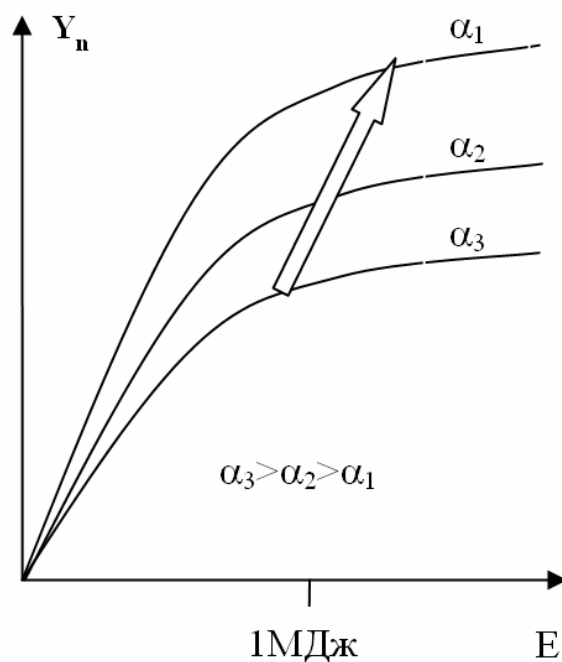
области индуктивность камеры сравнима с индуктивностью подводящих кабелей. Тогда максимальный ток определяется уже их суммой:

$$I_{\max} \approx U_0 \sqrt{\frac{C}{L_f + L_c}} \quad (9)$$

Полагая грубо, что около половины энергии конденсаторной батареи перекачивается в энергию магнитного поля межэлектродного пространства, т.е.  $L_f \approx E/I_{\max}^2$  и, как и прежде считая, что  $I_p = 2/3 I_{\max}$ , получим нейтронный скэйлинг по энергии в виде:

$$Y_n \approx \frac{10^{-13}}{L_c^2} \left( \frac{E}{1 + E/L_c I_{\max}^2} \right)^2 \sim \left( \frac{E}{1 + \alpha E} \right)^2, \quad (10)$$

где:  $I_{\max}$  - определяется выражением (7) для мегаджоульного диапазона и выражением (3) для килоджоульного диапазона,  $E$  - запасенная энергия батареи,  $L_c$  – индуктивность батареи и подводящих кабелей. Формула (10) интересна тем, что дает представление о нейтронном скэйлинге как в килоджоульный, так и мегаджоульный диапазон энергий, а нейтронный выход определяется основными параметрами батареи ( $U, C, L_c$ ) и камеры ( $R, r$ ). Действительно, в килоджоульном диапазоне  $L_c \sim 10^{-7}$  Гн и знаменатель в скобках порядка единицы, получаем  $Y_n \sim 10E^2$ . В мегаджоульном диапазоне можно пренебречь единицей в знаменателе и  $Y_n \rightarrow \text{const}$ , т.е. нейтронный выход входит в насыщение. В правой части соотношения (10) отражен характер асимптотического стремления нейтронного выхода при увеличении запасенной энергии ( $\alpha = 1/L_c I_{\max}^2 \approx \text{const}$ ). Говоря о нейтронном скэйлинге, здесь надо понимать, что он охватывает целое семейство кривых с различными  $\alpha = \text{const}$ , зависящей от основных параметров установки (рис. 8). Причем, кривая проходит тем выше, чем больше максимальный ток разряда в соответствии с (7).



**Рисунок 8.** Зависимость нейтронного выхода от энергии для различных параметров  $\alpha$ .

Таким образом, для дальнейшего увеличения нейтронного выхода, помимо малоэффективного увеличения энергетики установок, существуют другие возможности, указанные с помощью соотношений (7,8), а именно, повышение напряжения батареи и уменьшение относительного промежутка между электродами.

В той или иной степени эти способы проверялись в экспериментах. Например, по пути повышения напряжения были построены три мощных установки мэйзеровского типа в Германии: «Посейдон» (80 кВ, 500 кДж), «Speed 1» (200 кВ, 30 кДж), «Speed 2» (300 кВ, 200 кДж). Однако нейтронных выходов выше уровня  $10^{11}$  на них не получено и, судя по работам [9,10] главным «камнем» преткновения был изолятор, испаряющий слишком много примесей в разряд. На установке «Посейдон» с этим боролись, переходя со стеклянных изоляторов на керамические. На установке «Speed 2» при повышении энергетики и нейтронного выхода увеличивали диаметр изолятора и соответственно электродов, что мотивировалось сохранением энергетической нагрузки на единицу площади изолятора. Не подвергая это сомнению, можно, исходя из соотношения (8), ука-

зять также, что увеличение диаметра изолятора должно привести к увеличению тока разряда. Таким образом, как экспериментальные, так и расчетные данные указывает на возможность повышения тока путем увеличения диаметра электродов, что фактически приводит к филипповской геометрии электродов.

#### 4. Установка плазменный фокус филипповского типа

Для этой геометрии ПФ можно повторить в целом ход рассуждений, приведенных выше при выводе соотношений (7,8), но, при этом следует иметь в виду, что доминирующей индуктивностью разряда в мегаджоульном диапазоне будет не индуктивность камеры - она мала в этом случае, а индуктивность пинча:

$$L_p = 2h \ln R / r_p \quad (11)$$

Здесь:  $h$  - высота пинча,  $r_p$ ,  $R$ ,  $r$  – соответственно радиусы пинча, катода и анода (рис. 1)

В качестве оценок, можно полагать  $R$  и  $r \sim 100$  см,  $r_p \sim 1$  см, тогда  $\ln R/r_p \approx 4$  и  $L_p \approx 8h$ . При высоте пинча  $h \approx 5$  см его индуктивность  $L_p \approx 40$  нГн, в то время как индуктивность батареи и камеры:  $L_c$  и  $L_f \sim 10-20$  нГн (см. Таблицу 1).

Время нарастания тока разряда  $t$  сравнимо с длительностью радиального сжатия оболочки:

$$t = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_p C} \approx r / v_r \approx h / v_z, \quad (12)$$

здесь:  $v_z$  - скорость роста оболочки в процессе радиального сжатия.

Пропуская промежуточные выкладки, аналогичные (4)-(8), получим максимальный ток разряда:

$$I_{\max} \approx 10^8 U / v_z \approx 10^8 U r / (h v_r) = 10^8 U t / h \quad (13)$$

Проверим соотношение (13) для самой большой установки ПФ филипповского типа установки ПФ-3 (см. Таблицу 1). Полагая, что высота пинча  $h$ , приближенно равна 5см, определим  $I_{\max}$  для установки ПФ-3:

$$I_{\max} \approx 300 U \quad (14)$$

При рабочем напряжении  $U=12-15$  кВ получим  $I_{max} = 3,6-4,5$  МА, что сопоставимо с экспериментом (Таблица 1).

Интересно получить соотношения, аналогичные (14) для упоминавшихся выше мощных мейзеровских установок. Исходя из (7) и Таблицы 1, найдем для установки

PF-1000:

$$I_{max} \approx 60 U, \quad (15)$$

Для 1МДж ПФ во Фраскати:

$$I_{max} \approx 80 U \quad (16)$$

Как видно из сравнения (14,15,16), с электротехнической точки зрения филипповская геометрия обладает значительным потенциалом.

Так как, к сожалению, используемая компьютерная модель не отображает динамику разряда плазменного фокуса филипповского типа, то получить кривые, аналогичные приведенным на рисунках 4-6, не удастся. Ясно лишь, исходя из вида соотношения (13), что ток разряда в мегаджоульном диапазоне также перестает зависеть от емкости батареи и соотношение (13) задает положение горизонтальной асимптоты на графике нейтронного скэйлинга, аналогичного рис.7. Из сравнения соотношений (14,15,16) можно видеть, что семейство кривых для филипповской геометрии (рис. 8) пройдет выше, чем для мейзеровской конфигурации.

Другой вопрос: почему на практике нейтронный выход установок филипповского типа не выше, а в среднем подчас и ниже? Пока ясного ответа нет, но известно, что они менее стабильны в работе, и существует мнение, что проблемы таких установок пропорциональны площади их изолятора. Отметим другой момент. В мейзеровском фокусе энергия из батареи сначала закачивается в магнитную энергию камеры (индуктивность камеры), а затем оставшаяся часть - в пинч. Например, из модельных расчетов для установки ПФ-1000 к моменту возникновения «особенности» на производной тока грубо около половины энергии остается в батарее, четверть в магнитной энергии камеры и четверть в магнит-

ной энергии пинча. В филипповской геометрии промежуточной «ступени» нет, поэтому ток разряда выше. Хотя возможно, индуктивность камеры в мейзеровской геометрии является неким стабилизирующим резервуаром магнитной энергии, подпитывающим разряд в момент особенности.

Следует заметить, что вывод о насыщении нейтронного выхода в мегаджоульном диапазоне сделан в рамках довольно грубого электротехнического подхода без рассмотрения физических механизмов генерации нейтронов. Более того, внутри самого подхода пренебрегалось временной зависимостью индуктивности разряда. Тем не менее, подход дал хорошее согласование и с модельными расчетами и с экспериментом. Возможно, недостаточно обоснованным выше допущением является жесткая привязка тока пинчевания к максимальному току  $I_p = 2/3 I_{max}$ . Конечно, соотношение между этими величинами меняется от установки к установке (см. Таблицу 1) и от выстрела к выстрелу, не говоря уже об острой проблеме шунтирования основного тока, но детальное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки рассматриваемого здесь электротехнического подхода.

## **Заключение**

Опыт последних десятилетий показывает, что простое наращивание энергетики плазменных фокусов без проработки вопросов оптимизации камеры приводит к несколько поверхностному разочарованию по поводу перспектив плазменного фокуса, как мощного источника термоядерных нейтронов. С другой стороны, выше было показано, что известные мегаджоульные установки мейзеровского типа и не могли дать больше нейтронов при тех параметрах. В настоящее время становится очевидным, что на пути дальнейшего повышения нейтронного выхода нужно двигаться не посредством простого увеличения энергетики установок, а благодаря нахождению эффективной геометрии электродов в сочетании с повышением напряжения используемой батареи. С этой точки зрения перспективы использования филипповской геометрии в мегаджоульном диапазоне вы-



глядят оптимистичнее, но еще мало изучены, поскольку существует лишь одна подобная установка на низком напряжении и только для работы с тяжелыми газами.

Авторы благодарят Виктора Викторовича Вихрева за любезно предоставленную компьютерную программу и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке научной программы ОФН РАН «Проблемы устойчивости плазмы и достижение предельных параметров в магнитных ловушках», РФФИ, проект № 06-02-17398-а и Минобрнауки (грант «Ведущие научные школы» проект НШ-5489.2006.2)

### **Литература**

1. J. Pouzo. “*Current Trends in International Fusion Research*”-in *Proceedings of the Second Symposium*, Edited by E. Panarella. NRC Research Press, National Research Council of Canada, Ottawa, ON K1A 0R6, Canada. 1999.
2. H. Schmidt, preprint IFP-87-5. Institut für Plasmaforschung, Universität, Stuttgart, November 1987.
3. В.А. Бурцев, В.А. Грибков, Т.И. Филиппова «Высокотемпературные пинчевые образования»//Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. 1981. Т.2. С.226.
4. C. Gouylan, H. Kroegler, Ch. Maisonnier et al, preprint C.N.E.N., Frascati, Italy, No.78.12/cc, July 1978.
5. В.Я. Никулин, С.Н. Полухин, А.А. Тихомиров «Простой критерий эффективности сгребания рабочего газа» Физика плазмы, 2005, т.31, №7, стр.642-646.
6. M. Sholz, Workshop and Expert Meeting, in *Proceedings International Centre for Dense Magnetized Plasma*, Warsaw, Poland, November 2004, pp. 210-270.
7. Mikhail A. Karakin, Edil'gerej Yu. Khautiev, Viacheslav I. Krauz et al. In *Proceedings of the 15th International Conference on High-Power Particle Beams*, St.Petersburg, Russia, 2004, p. 7014-7021

8. V.V. Vikhrev, V.V. Ivanov, G.A. Rosanova, Nuclear Fusion, V. 33, No. 2, 1993, p. 311
9. Kies W.//Plasma Phys. and Control. Fusion. 1986, V. 28, № 11, P. 1645
10. H. Herold, L. Bertalot, U. Jager et al. In Proceedings of the Third International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, 1983, Helsinki, Finland.