

Для служебного пользования.

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Малиновский В.К., Нестерихин Д.Е.,
Дубовой Л.В.

К ИЗУЧЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ КОНИЧЕСКОГО
ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ.



гор.Новосибирск - октябрь 1963 г.

А н н о т а ц и я

В работе описывается конический источник плазменных сгустков с кпд $\sim 50\%$. Приводятся характеристики основных параметров системы и обсуждается наиболее вероятный механизм ускорения сгустков плазмы.

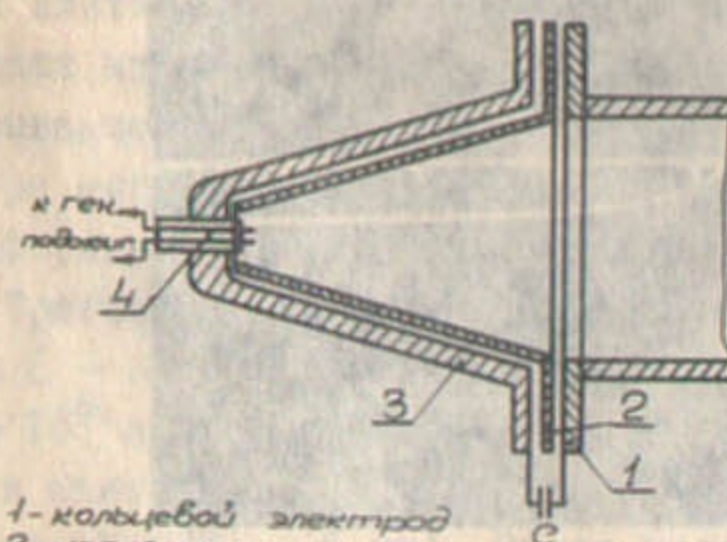
рис. 1. Схематическое изображение конического источника плазменных сгустков.

В связи с разработкой плазменных двигателей и мГД-генераторов за последнее время значительно возрос интерес к устройствам, позволяющим создавать быстро движущиеся хорошо проводящие потоки плазмы. В частности, благодаря простоте конструкции, в экспериментах по генерации плазменных сгустков широко используется так называемый конический источник, предложенный впервые в /1/. В то же время отсутствие сколько-нибудь достоверных данных о концентрации и энергетическом спектре частиц в получаемых с его помощью сгустках, а также недостаточная изученность самого процесса образования сгустка затрудняют применение конического источника в опытах, преследующих получение данных количественного характера.

В настоящей работе описывается источник плазменных сгустков, обладающий коэффициентом полезного действия $\eta = \frac{mv^2}{eU} \approx 50\%$ (m - масса, а U - средняя скорость поступательного движения сгустка). На основании экспериментальных данных предпринимается попытка создания модели, объясняющей механизм образования сгустков в источнике. Приводится ряд конкретных характеристик плазменных сгустков, генерируемых источником, которые могут оказаться полезными в задачах прикладного использования исследованного устройства.

Экспериментальная техника.

Применявшийся источник плазменных сгустков, изображенный на рис. I, представляет собой коническую разрядную камеру из диэлектрика с обратным токопроводом и кольцевым электродом в основании конуса. Диаметр цилиндри-



- 1- кольцевой электрод
- 2- изолятор
- 3- обратный токопровод
- 4- искровой разрядник

Рис. I. Схематическое изображение конического источника плазменных сгустков.

ческого электрода в вершине конуса 0,008 м, внутренний диаметр кольцевого электрода 0,035 м, угол раствора конуса 25° . Геометрия источника близка к /2/. Начало процесса инициировалось с помощью искрового пробоя

между вспомогательными электродами, смонтированными в вершине конуса. Состав генерируемой плазмы определялся материалом продуктов испарения диэлектрической вставки из оргстекла и медных электродов. Предварительные результаты экспериментов с импульсным напуском водорода показали, что характерные особенности работы конических источников не зависят от рода газа, идущего на формирование плазмы, при равных массах вещества, захватываемого в процессе ускорения.

В связи со сложным характером процессов в источнике подбор параметров батареи питания производился чисто эмпирическим путем. Из 4-х опробованных батарей, данные которых приведены в таблице на рис. 2, в качестве основной была выбрана батарея I, имевшая максимальный декремент затухания

	$C_{\text{мф}}$	$T_{\text{мс}}$	$L_0, \text{см}$
Батарея 1	33	4	12
Батарея 2	7.5	1.2	4.8
Батарея 3	1.2	0.9	1.7
Батарея 4	30	12	120

Рис. 2.

$\delta = \epsilon_n \frac{u_1}{u_2} \sim 0,75$, что соответствует передаче энергии в плазму $\sim 70\%$. Осциллограмма разрядного тока для батареи I приведена на рис. 3. Метки времени $3,3 \mu\text{с}$.

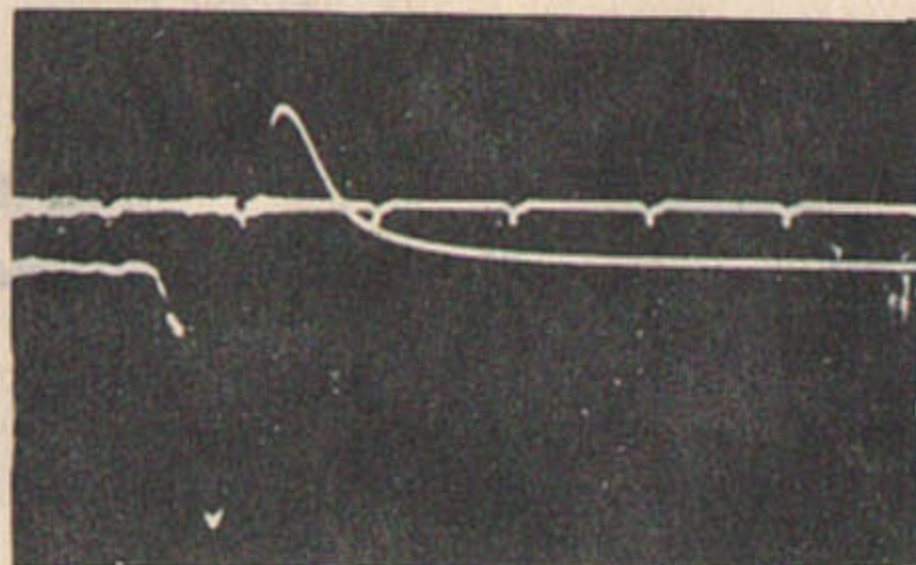


Рис. 3. Типичная осциллограмма разрядного тока.

Определение скоростей сгустков, оценка их продольных размеров и проводимости осуществлялось с помощью диамагнитных зондов и зондов Ленгмюра. Использовались как одиночные зонды, так и зонды полного поглощения /3/ в коаксиальном варианте, измеряющие направленный поток частиц. Сигнал с измерительного сопротивления регистрировался осциллографом ОК-17М. При известной функции распределения скоростей $v_{||} = f_1(x)$ зондовая характеристика позволяла определить закон изменения концентрации

частиц по длине сгустка $n = f_2(x)$.

Полная энергия сгустков определялась с помощью калориметров. Использовались калориметры с достаточно большим отношением длины l к диаметру d ($l \approx 3d$), что исключало потери энергии за счет частичного отражения потока плазмы от стенок и торца калориметра /4/. Температура измерялась медь-константановыми термопарами в различных точках калориметра и усреднялась.

Распределение частиц по энергии в сгустках снималось методом задерживающего потенциала. Применявшиеся ловушки подобны описанным в работе /5/.

Для сравнительной оценки плотности частиц измерялась интегральная форма линии $H\beta$ по почернению на фотопленке и контур линии с помощью развертки на СФР.

Экспериментальные результаты.

Проведенные эксперименты показали, что, как правило, при работе конического источника образуется три группы частиц. Первая (форсгусток I) обладает значительными скоростями, достигавшими в условиях эксперимента $3 \cdot 10^6$ м/сек. При работе с батареями 1, 2, 3, 4 замечено, что возникновению форсгустка благоприятствует увеличение скорости нарастания разрядного тока dI/dt при постоянном амплитудном значении тока. Длительность форсгустка $\sim 0,5 \mu\text{с}$, а общее число частиц в нем, определенное с помощью электрических зондов, не превышает 10^{10} . Вторая группа частиц с измеренной электрическими зондами концентрацией $(1+3) \cdot 10^{19}$ 1/м³ имеет длительность $\sim 2 \mu\text{с}$ и общее число частиц $\sim 5 \cdot 10^{14}$. Обе группы обладают малым разбросом продольных скоростей частиц, т.к. измеренное расплывание продольных размеров сгустков на разных расстояниях от инжектора незначительно. Установлено, что моменты возникновения I-го и 2-го форсгустков совпадают с областями роста разрядного тока.

Третья группа частиц (основной сгусток) имеет значительную длительность ($\sim 30 \mu\text{с}$ у инжектора) и движется со средней скоростью $10^4 + 10^5$ м/сек. Плотность частиц в нем, измеренная электрическими зондами и оцененная по полуширине линии $H\beta$, составляет $(2+3) \cdot 10^{22}$ 1/м³ (Батарея I, $U_0 = 6$ кв). Общее число частиц в третьем сгустке достигает $(1+3) \cdot 10^{19}$, а время появления его на расстоянии 2 см от выхода из конуса близко к моменту окончания тока разряда.

Главное внимание при экспериментах уделялось 3-му сгустку, поскольку он несет основную долю энергии, вложенной в плазму.

На рис. 4 приведены экспериментальные кривые зависимостей скорости

фронта 3-го сгустка от напряжения на батарее. Кривые 1,2 получены для

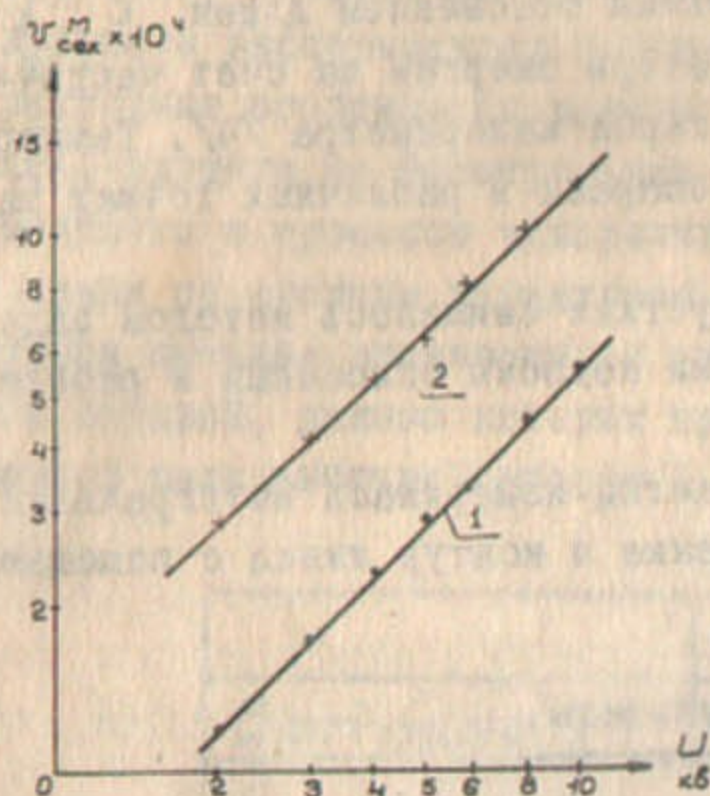


Рис. 4. Зависимость скорости фронта 3-го сгустка от напряжения батареи. 1 - сплошной обратный токопровод, 2 - спиральный обратный токопровод.

различных конфигураций обратного токопровода источников - кривая 1 для источника со сплошным обратным токопроводом, кривая 2 - для источника с обратным токопроводом в виде многозаходной спирали [2]. Наблюдавшееся в работе [2] насыщение зависимости $v = f(U_0)$ при $U_0 > 5$ кВ для источников со сплошным обратным токопроводом в наших экспериментах не обнаружено. Зависимости $v = f(Q)$, где Q - энергия, запасенная батареей конденсаторов, как для источников со сплошным, так и для источников со спиральным обратным токопроводами имеют вид $v = kQ^{1/2}$ и различаются лишь коэффициентами пропорциональности.

Для выяснения роли индуктивности обратного токопровода, изготовлявшегося в виде многозаходной конической спирали [2], было исследовано несколько источников с различным соотношением L_H/L_0 , где L_H -

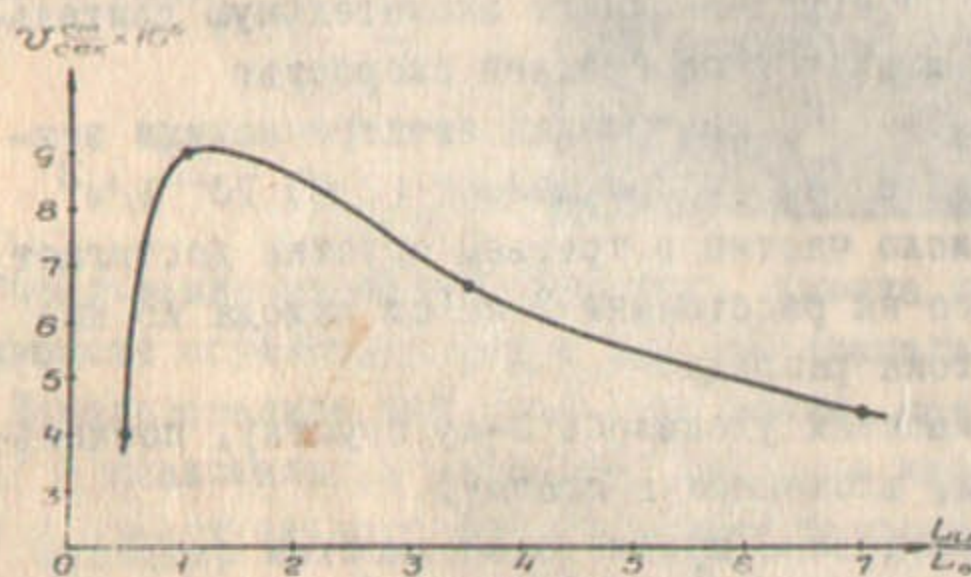


Рис. 5. Зависимость скорости переднего фронта 3-го сгустка от соотношения индуктивностей источника и батареи. Батарея I $U_0 = 7$ кВ.

полная индуктивность источника, L_0 - индуктивность конденсаторов питания. Индуктивность L_H задавалась шагом спирали обратного токопровода. На рис.5 изображена полученная зависимость скорости переднего фронта сгустка от соотношения индуктивностей L_H/L_0 (батарея I, $U_0 = 7$ кВ). Как видно из рисунка, максимум функции $v = f(L_H/L_0)$ лежит в области $L_H \approx L_0$. Именно в этих условиях был получен максимальный КПД источника.

Для оптимальной конфигурации источника с $L_H/L_0 \approx 1$ был изучен энергетический спектр частиц в сгустке с помощью электростатических ловушек. Для этого из временных характеристик определялось энергетическое распределение частиц в данном сечении сгустка и соответствующее ему сред-

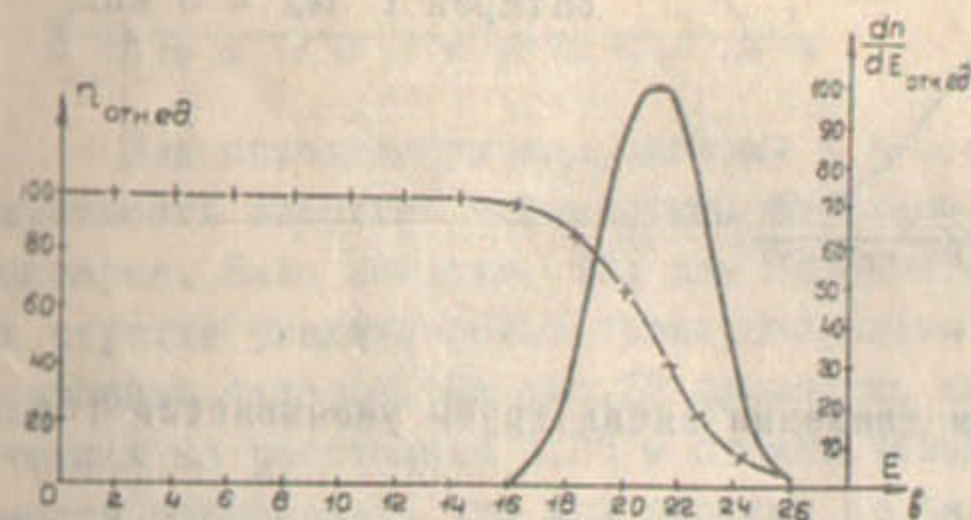


Рис. 6. Для одного из сечений, приходящегося на голубую часть сгустка, построена кривая $n = f(E)/5$. Наиболее вероятная энергия определяется графическим дифференцированием кривой $n = f(E)$

нее значение энергии частиц (рис.6). На рис.7 приведены полученные этим методом кривые распределения электронов по энергиям вдоль длины сгустка.

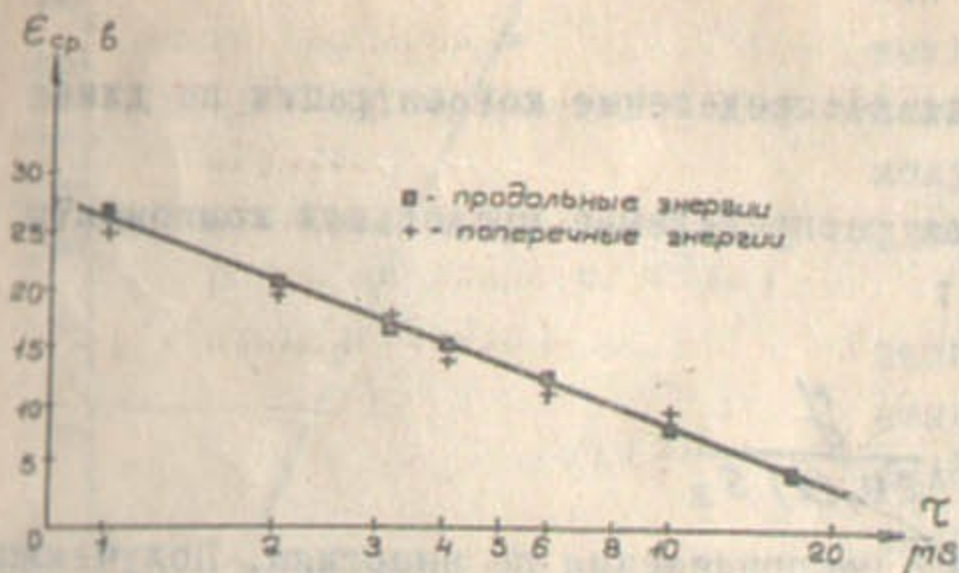


Рис. 7. Распределение электронов по энергиям вблизи источника.

Данные приведены для ловушки, помещенной на расстоянии 2 см от кольцевого электрода инжектора (батарея I, $U_0 = 1,5$ кВ). Отчетливо видна изотропность углового распределения электронов. Угловое распределение

ионов близко к изотропному с преимущественным направлением вдоль движения сгустка. Значения энергий для ионов и электронов совпадают. На рис. 8 приведены кривые распределения ионов и электронов по энергиям, полученные на расстоянии 60 см от инжектора (батарея I, $U_0 = 3$ кв). Характер-

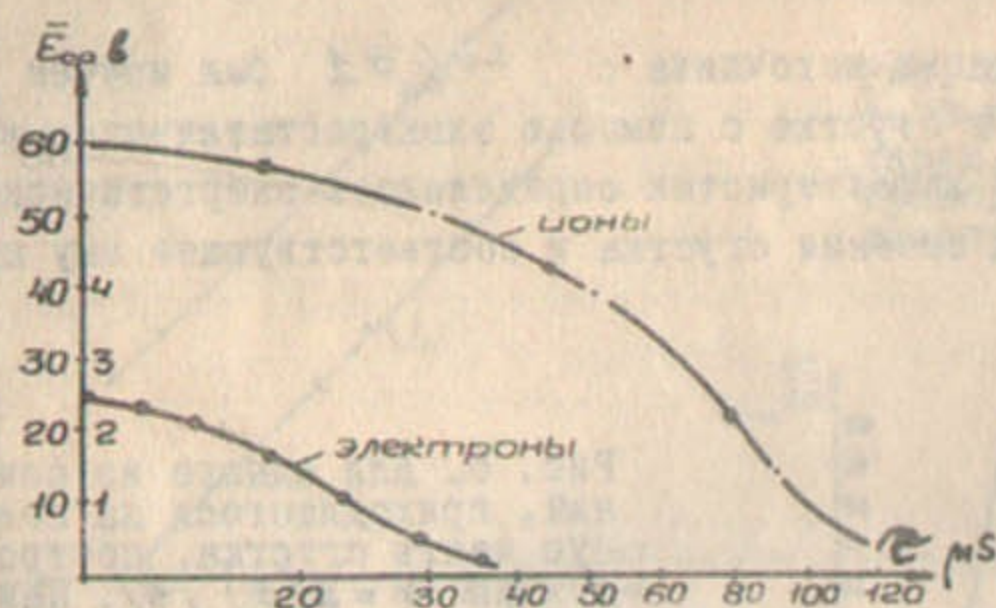


Рис. 8. Кривые распределения по энергиям на расстоянии 0,6 м от источника. Батарея I $U_0 = 3$ кв.

но, что энергия электронов при движении вдоль трубы уменьшается гораздо быстрее, чем у ионов.

При использовании кривых распределения по энергиям и сигнала ленточного зонда было найдено распределение плотности частиц вдоль сгустка. Для применявшегося в опытах зонда полного поглощения

$$j = en(x)v_{||}(x)S_3$$

где

j - ток на зонд;

$n(x)$ - функция, характеризующая распределение концентрации по длине сгустка;

$v_{||}(x)$ - функция, характеризующая распределение продольной компоненты скорости по длине сгустка;

S_3 - площадь зонда;

$$n(x) = \frac{j}{e v_{||}(x) S_3}$$

$v_{||}(x)$ определяется из кривых распределения по энергиям. Полученный для случая распределения, показанного на рис. 8, профиль сгустка приведен на рис. 9. Характерной особенностью работы источника является то, что длина 3-го сгустка значительно превосходит период батареи.

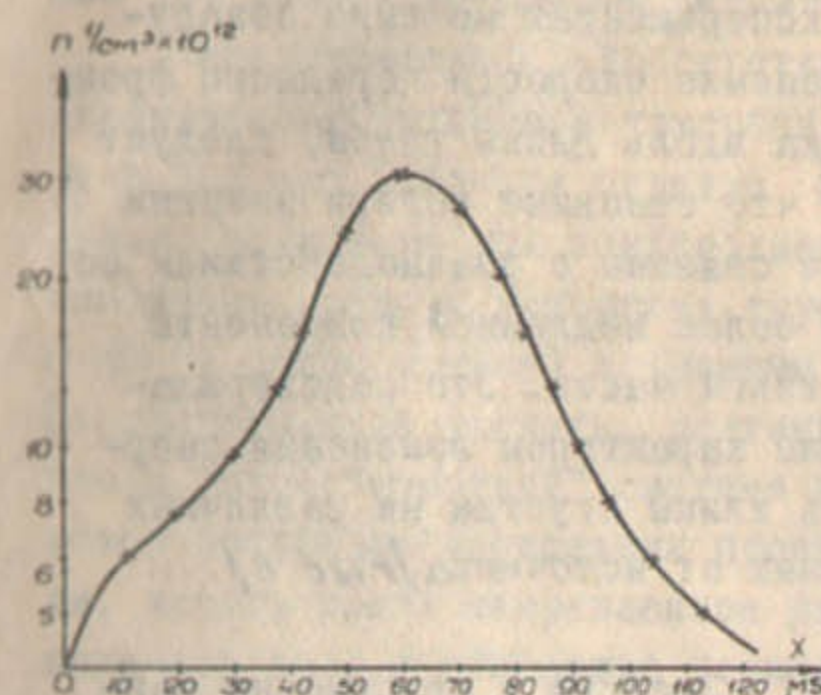


Рис. 9. Профиль сгустка по концентрации. Батарея I $U_0 = 3$ кв. Расстояние от источника 0,6 м.

Для определения КПД системы с помощью калориметров была снята зависимость энергии, переносимой сгустком, от напряжения на конденсаторной батарее. Было найдено, что для заданного расстояния от источника энергия в сгустке увеличивается пропорционально квадрату напряжения на конденсаторной батарее. На рис. 10 приведена зависимость $Q_{сг} = f(U)$, полученная на расстоянии 0,25 м от источника. Квадратичный характер зависимости показывает, что КПД системы не зависит от напряжения U . КПД

системы, определенный как отношение энергии сгустка к энергии, запасенной в конденсаторной батарее, для расстояния от источника 0,08 м достигает 45 ± 50%. Сопоставление этих данных с данными, полученными из декремента затухания разрядного тока, показывает, что на процессы ионизации, излучение и др. в условиях опыта идет не более 20% энергии батареи.

Для изучения возможности канализации сгустка вдоль трубы без применения удерживающего магнитного поля была исследована зависимость полной энергии сгустка от пройденного им пути. Из данных, приведенных на рис. 11, видно, что интегральные потери энергии в сгустке изменяются вдоль длины плазмодода по экспоненциальному закону с постоянной затухания $\tau = 14 \mu s$.

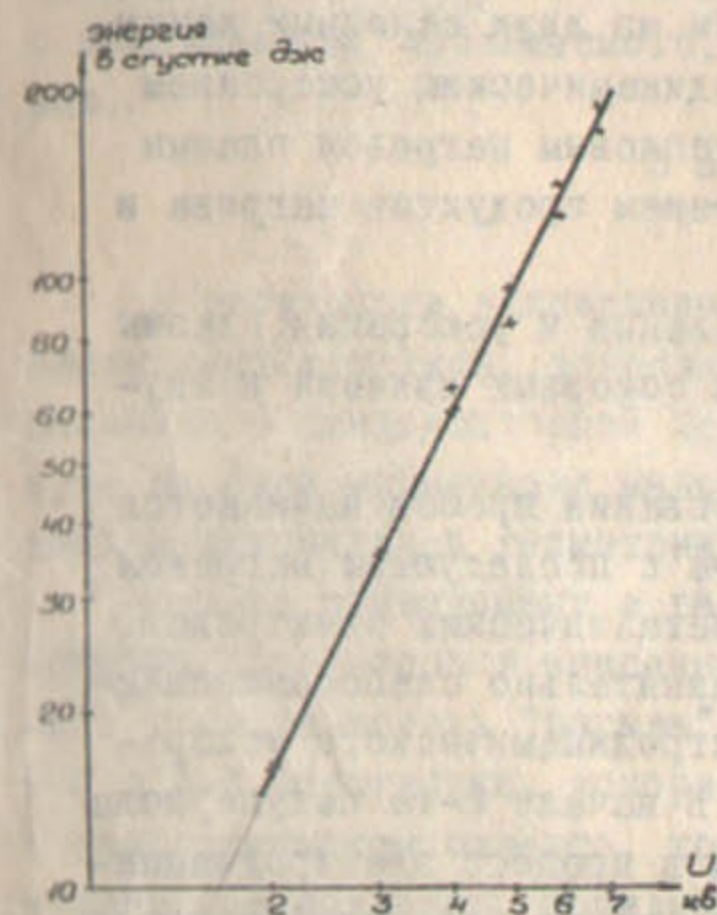
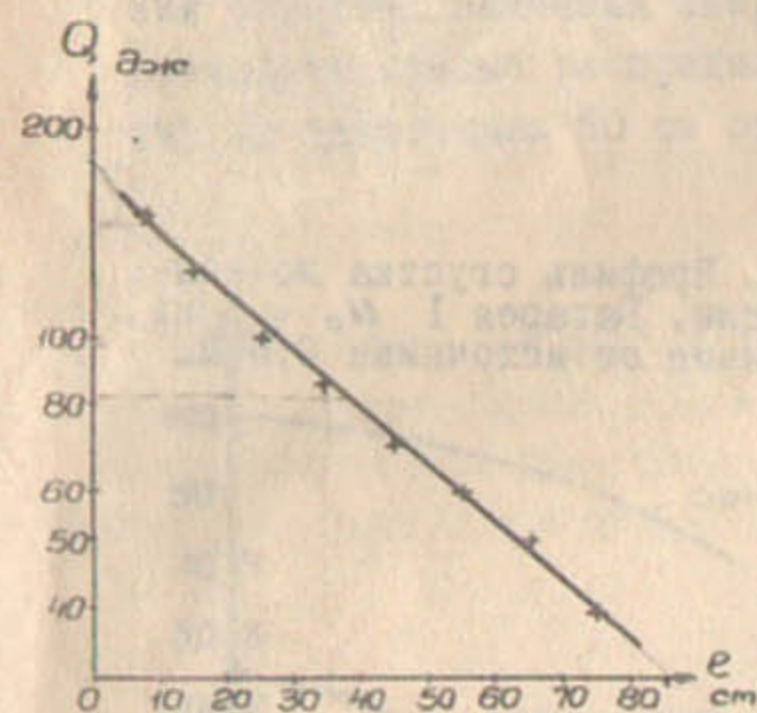


Рис. 10. Зависимость энергии в сгустке от напряжения на батарее конденсаторов.



Т.к. в экспериментах не было обнаружено изменение скорости переднего фронта сгустка вдоль длины трубы, следует считать, что основные потери энергии в сгустке связаны с взаимодействием со стенками более медленной компоненты его хвостовой части. Это подтверждается также характером изменения энергии вдоль длины сгустка на различных расстояниях от источника [Рис. 8].

Рис. II. Энергия в сгустке на различных расстояниях от источника.

Обсуждение результатов.

Поиски путей дальнейшего совершенствования конструкции конического источника и аналогичных ему устройств могут базироваться лишь на конкретной модели механизма генерации сгустков плазмы. В то же время этому вопросу, как правило, в большинстве работ не уделялось достаточного внимания. В частности, приводившиеся в ранних работах данные не анализировались с целью выяснения вклада, даваемого каждым из двух основных конкурирующих процессов генерации сгустков: электродинамическим ускорением плазмы магнитным давлением разрядного тока и тепловым нагревом плазмы за счет прохождения тока с последующим расширением продуктов нагрева в вакуум.

Для выяснения характера процессов формирования и ускорения плазмы в наших условиях рассмотрим последовательность основных явлений в изучавшейся системе.

В начальной стадии процесса после инициирования пробоя начинается разряд по поверхности диэлектрического вкладыша с последующим нагревом и ионизацией продуктов испарения оргстекла и металлических электродов. По мере роста тока разряда небольшая часть сравнительно слабоионизованной плазмы может быть захвачена в процесс электродинамического ускорения, что приводит к рождению 1-го форсгустка. В начале 2-го полупериода тока в связи с увеличением проводимости плазмы в процесс электродинамического ускорения 2-го форсгустка захватывается несколько большее число частиц. В пользу электродинамического характера процессов, играющих главную роль в формировании 1-го и 2-го форсгустков, говорит возникновение их в областях роста тока, а также малый разброс по энергиям, характер-

ный для ускорения плазмы магнитным поршнем.

Характеристики 3-го сгустка не могут быть объяснены чисто электродинамическим процессом ускорения. Так, полученный в опытах КПД системы $\eta \approx 50\%$ при скорости сгустка $\bar{v} \sim 10^5$ м/сек существенно превышает предельно возможные КПД электродинамического ускорения, пропорционального отношению времени ускорения сгустка магнитным поршнем $\tau \sim \frac{l}{\bar{v}} \sim 5 \cdot 10^{-7}$ сек. (l - длина конуса) к времени полной разрядки батареи $T \sim 5 \cdot 10^{-6}$ сек. Соответствующие расчеты, подтвержденные опытами [6], показывают, что в такой "короткой" системе КПД электродинамического ускорения не может превышать нескольких процентов. В то же время реактивные двигатели, использующие направленное расширение перегретого газа, позволяют получать КПД, достигающие нескольких десятков процентов. Таким образом, величина КПД ускорения основного сгустка служит веским доводом в пользу "взрывного" механизма ускорения и для объяснения процесса формирования 3-го сгустка следует отдать предпочтение модели расширения нагретой плазмы в вакуум. В пользу этого говорит также экспериментально измеренная пространственная изотропия скоростей ионов и электронов 3-го сгустка на выходе из источника при равенстве их температур, и то, что длительность сгустка существенно превышает время существования разрядного тока. Зависимость $\bar{E} = f(z)$ в сгустке, имеющая максимум на фронте сгустка с последующим медленным спадом к хвосту, также характерна для процесса расширения с охлаждением, наблюдаемого, например, при генерации направленных взрывов.

Заключение.

В результате экспериментов разработан высокоэффективный источник плазменных сгустков, позволяющий вкладывать в плазму до 50% энергии, запасенной в конденсаторной батарее. Названная эффективность была достигнута за счет применения малоиндуктивных батарей, разработанных в ИЯФ, и выбора оптимальной геометрии источника.

Анализ приведенных в работе данных показывает, что для объяснения основных процессов в описанной конструкции конического источника должна быть принята модель "взрыва" с последующим расширением плазмы в вакуум. 1-й и 2-й форсгустки, ускоряемые магнитным давлением, играют малую роль в энергетическом балансе, хотя более детальное изучение условий их возникновения позволит, повидимому, усовершенствовать методы генерации плазменных образований сравнительно малой плотности, но с большой скоростью поступательного движения. Дальнейшее совершенствование конструкций с большим КПД должно идти по пути разработки теории и улучшения геометрии систем, использующих явление теплового "взрыва".

Полученная в экспериментах сильная зависимость $\bar{E}=f(z)$ должна учитываться в опытах, в которых ранее делалось неявное предположение $v(z) = \text{const}$ (например /7/).

Данные по скорости потерь энергии в ступке и использованная методика могут оказаться полезными для оценки эффективного времени ускорения плазмы в ускорителях рельсотронного типа и при проектировании эжекторных сопел реактивных двигателей с большим кпд.

Конструкция источника проста в наладке и допускает длительную эксплуатацию (до 10^5 разрядов) без существенного изменения параметров.

Авторы благодарят Э.П.Круглякова за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Josephson V., *Appl. Phys.*, 24, No. 1, 30-32 (Jan. 1958)
2. Ю.С.Азовский и др., *МТФ*, XXXII, 9, 1056 (1962).
3. *Nucleonics*, 20, No. 9, 58 (1962)
4. В.Ф.Демичев, В.Д.Матюхин, *ДАН*, т.150, 2, 279 (1963).
5. Е.А.Лобиков, А.И.Настыха, *МТФ*, XXXII, 10, 1223 (1962).
6. J. Osher, *Phys. Rev. (L)* 8, 305 (1962)
7. И.И.Бакаев и др. *Атомная энергия*, 15, 3 (1963).