

3. Загуменнов А. С., Титова Н. С., Фадеев Ю. И., Чистяков В. П. Детонация удлиненных зарядов с полостями. ПМТФ, 1969, № 2, стр. 79.
4. Войтенко А. Е. Сильные ударные волны в воздухе. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 1, стр. 178.
5. Пряхин Г. В., Титов В. М., Швецов Г. А. Использование кумулятивных зарядов ВВ в импульсных МГД-генераторах. Динамика сплошной среды. Новосибирск, Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1969, вып. 3.
6. Lin S. C., Resler E. L., Kantrowitz A. Electrical conductivity of highly ionised argon produced by shock waves. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, No. 1, p. 95. (Рус. перев.: Плазма в магнитном поле и прямое преобразование тепловой энергии в электрическую. М., Атомиздат, 1962, стр. 387.)
7. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
8. Burnham M. W., Marshall S. J. Some experiments related to explosive driven MHD — converters. Proc. Conf. on Megagauss Field Generation, Frascati, 1965, pp. 367—386.
9. Фадеев Ю. И. Разрушение метеорных тел в атмосфере. Физика горения и взрыва, 1967, т. 3, № 2, стр. 276.

ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ ПЛАЗМЫ

А. Н. Бабенко, Э. П. Кругляков, В. М. Федоров

(Новосибирск)

В описываемых экспериментах получен организованный процесс ускорения ограниченного плазменного сгустка до больших скоростей ($0,5 \div 2 \cdot 10^8$ см/сек) за счет применения в ускорителе электродов со специальной ребристой структурой поверхностей. Работа является продолжением цикла работ [1-3] по изучению влияния приэлектродных процессов на ускорение плазмы в электродных ускорителях.

Ускорение плазмы изучалось в рельсотроне с поперечным магнитным полем H_z в условиях, близких к конфигурации плоского слоя. Электроны в сгустке замagnetнены

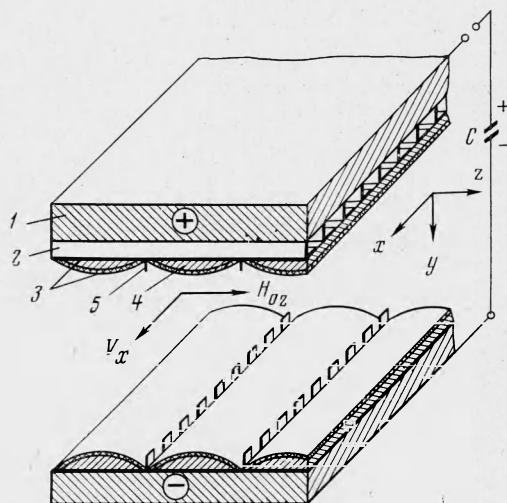
($\omega_H \tau_{ei} \gg 10$). Геометрия ускорителя представлена на фиг. 1, на которой 1 — kern электрода (нержавеющая сталь), 2 — поперечные ребра (тантал), 3 — изоляторы (сланца, керамика), 4 — проводящие цилиндрические сегменты (медь), 5 — контактные лепестки (тантал).

Основные данные о процессах в плазме были получены бесконтактными методами:

1) регистрация свечения плазменного сгустка осуществлялась электронно-оптическими преобразователями;

2) при помощи оптического интерферометра Майкельсона с полем интерференции 140 мкм осуществлялся контроль напуска водорода, степени ионизации предварительной плазмы и ее начальной геометрии [2, 3].

Этот же интерферометр в сочетании с рубиновыми и неодимовыми ОКГ в импульсном и квазипрерывном режимах (источники света) и электронно-оптическими преобразователями (система регистрации) обеспечил изучение динамики процесса ускорения плазмы с высоким временным (лучше 10^{-8} сек) и пространственным (≤ 1 мм) разрешением. Метод оптической интерферометрии позволял при указанном временном и пространственном разрешении проводить наблюдения плотности электронов в плазме



Фиг. 1

вателями (система регистрации) обеспечил изучение динамики процесса ускорения плазмы с высоким временным (лучше 10^{-8} сек) и пространственным (≤ 1 мм) разрешением. Метод оптической интерферометрии позволял при указанном временном и пространственном разрешении проводить наблюдения плотности электронов в плазме

в функции двух пространственных координат x и y и времени t

$$N(x, y, t) = \int n(x, y, z, t) dz$$

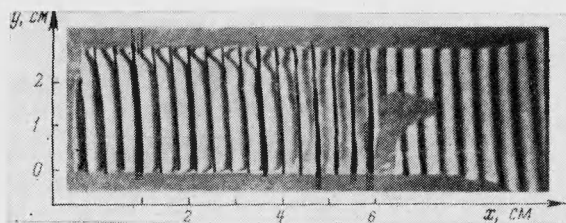
Для лучшего приближения к модели плоского слоя была применена специальная система импульсного напуска газа (электродинамические клапаны с камерами растекания), позволившая получить в межэлектродном зазоре газовое облако с размерами: $\Delta x \approx 2.5$ см, $\Delta y = 3$ см, $\Delta z \approx 10$ см.

В типичных режимах работы инжектора концентрация водорода в «газовом параллелепипеде» составляла $n_{H_2} \approx 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ при общем числе инжектированных молекул $N_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$. Величина неоднородности в распределении газа поперек зазора не превышала 10% [2]. Предварительная ионизация осуществлялась в поперечном магнитном поле $H_{0z} = 7$ кГс осциллирующим разрядом малой емкости ($0.1 \mu F \times 25$ кВ, $T = 1.2$ мксек). К моменту включения ускоряющей батареи ($C = 18$ мкФ; $U = 20 \div 30$ кВ, $T/4 = 3$ мксек) степень ионизации α в середине зазора достигала $\sim 50\%$ и спадала к электродам до 10%.

По оценкам длина свободного пробега нейтральных атомов в такой плазме $\lambda_H \lesssim \lesssim 2$ мм, протонов $\lambda_{H^+} \lesssim 0.3$ мм. Параметр замагниченности ионов $\omega_{H_i} \tau_{ii} < 1$, а электронов $\omega_{H_e} \tau_{ei} \sim 10$. Как видно из приведенных оценок, длина пробега частиц значительно меньше размеров плазменного слоя, что позволяет осуществить полный захват газа в ускорение.

Электродная система рельсотрона располагалась в вакуумном объеме, откачиваемом паромасляным насосом через азотную ловушку до $1.5 \cdot 10^{-6}$ и 10^{-6} тор при использовании внутреннего контура, охлаждаемого жидким азотом. При изучении процессов ускорения применялись электроды трех различных конфигураций. Для каждого случая время ускорения плазменного сгустка составило $\sim 1 \cdot 10^{-6}$ сек. Ниже обсуждаются наблюдавшиеся явления и особенности конструкций электродов, которые позволили получить на выходе ускорителя моноэнергетические плазменные сгустки со скоростями свыше 10^8 см/сек.

1. Модель гладких электродов. В этом случае наблюдается плавное ускорение плазменного сгустка с плотностью $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³ на длине 6 см до скорости $v \sim 2 \cdot 10^7$ м/сек. (Примерно такова и конечная величина скорости основной массы ионизованного газа в коаксиальных ускорителях [4,5].)



Фиг. 2

За токовым слоем у поверхности катода наблюдается мощный плазменный шлейф, обязанный газоотделению из электрода. Электронная концентрация монотонно нарастает в направлении к катоду, изменяясь у поверхности электрода от 10^{16} до $\geq 10^{17}$ см⁻³ на размере ~ 1 мм. Что касается анодного шлейфа, то он имеет иную структуру; так, на фиг. 2 представлена кадровая интерферограмма сгустка спустя $\sim 10^{-6}$ сек после начала ускорения для случая гладких электродов. Максимум электронной концентрации отстоит от анода на несколько миллиметров и движется к электроду со скоростью $\sim 10^6$ см/сек.

Дальнейший процесс ускорения (при $\Delta x > 6$ см) крайне неустойчив: токовый слой начинает открываться от анода. Попытки отрыва сопровождаются скачками потенциалов на электродах и ускорением небольшой части первоначальной плазмы до скоростей порядка 10^8 см/сек. (Типичный порядок скоростей быстрой разреженной плазмы, наблюдаемой перед основным сгустком в коаксиальных ускорителях и именуемой форсгустком [5].) При этом наблюдаются выбросы мощных факелов плазмы из электродов, движущихся в зазор со скоростью до 10^7 см/сек.

Наблюдаемые аномалии в распределении плотности плазмы в прианодном слое обязаны, прежде всего, проявлению эффекта Холла. Суть этого явления, хорошо известного специалистам по МГД-генераторам, состоит в следующем. В плазме, ускоряемой

поперек магнитного поля, возникает продольное электрическое поле

$$E_x = \frac{m_i}{e} \frac{dv_x}{dt}$$

направленное в сторону ускорения ионов.

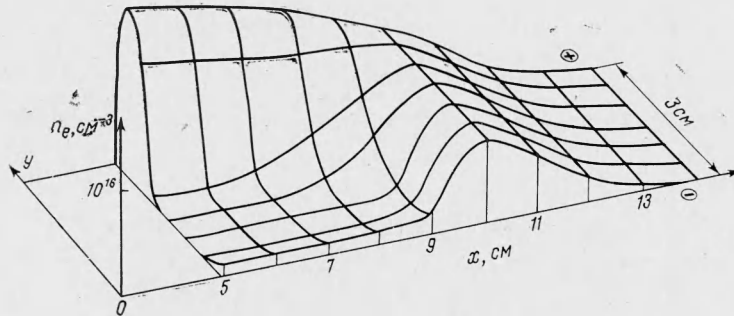
При контакте поляризованной плазмы с проводящими электродами в ней возникают продольные электрические токи j_x . Взаимодействие последних с магнитным полем H_z приводит к ускорению плазмы поперек канала, причем ускорение направлено так, что плазменный слой стремится оторваться от анода. Чтобы ослабить этот эффект, в стационарных системах применяются рассеченные электроды [6]. В импульсном ускорителе этот способ неприменим из-за трудностей, связанных с проблемой быстрого переключения тока между секциями вслед за перемещением токового слоя вдоль электродов. Тем не менее по крайней мере для анода, главным образом ответственного за «срывы» ускорения плазменного слоя, проблема создания продольного поля E_x может быть решена.

Установим перпендикулярно поверхности анода тонкие проводящие перегородки высотой $h_y(x)$, ориентированные по оси z с интервалом Δx в направлении ускорения (фиг. 1). Теперь при перемещении токового слоя между ребрами возникает электрическое поле

$$E_x^a = -\frac{h_y(x)}{c} \frac{dH_z}{dt} = -h_y(x) \frac{v_x}{c} \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

Подбирая высоты ребер $h_y(x)$, можно уравнивать поле E_x^a на аноде и E_x в плазме [3].

Что же касается катодного электрода, то здесь можно пойти по пути уменьшения площади токового контакта между плазменным сгустком и катодом [3]. Целесообразность данного предложения подтверждается следующими соображениями. Известно, что в



Фиг. 3

областях токового контакта плазмы с катодом (дуговые пятна) плотность тока достигает значений $10^8 \div 10^9 \text{ а/см}^2$ [7]. Именно поэтому происходит мощное газоотделение с поверхности электрода и в результате плотность плазмы у катода оказывается значительно выше, чем в межэлектродном промежутке. Действительно в описанных выше экспериментах (модель 1) наблюдалось резкое увеличение плотности плазмы у катода со средним градиентом $\langle dn_e/dy \rangle \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}/\text{см}$. Естественно, что прикатодная плазма отставала в процессе ускорения от движения токового слоя в зазоре.

2. Модель профилированных электродов. В описываемых ниже экспериментах продольное поле E_x на аноде создавалось системой поперечных ребер из тантала, ориентированных вдоль оси z . Высота ребер достигала 10 мм в районе напуска газа и монотонно уменьшалась к выходным торцам электродов до 2 мм. Интервал между соседними секциями 5 мм.

Для уменьшения площади токового контакта плазмы с катодным электродом на поверхности последнего было установлено шесть продольных (по оси x) ребер высотой 8 мм с интервалом между ними в 2 см.

На фиг. 3 представлено «мгновенное» распределение электронной концентрации плазмы спустя $\sim 10^{-6} \text{ сек}$ после начала ускорения для случая электродов, профилированных описанным способом. Следует отметить, что теперь средняя концентрация плазмы вблизи катода мало отличается от плотности в межэлектродном промежутке. Катодный шлейф практически исчез. Изменилась структура анодного шлейфа: электронная концентрация возрастает к аноду монотонно, достигая теперь величины $\langle n_{e\text{max}} \rangle \sim 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ по сравнению с $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в случае модели 1. Профиль анодного шлейфа показывает, что его образование во многом связано с бомбардировкой попереч-

ных анодных ребер потоком ускоряемой плазмы. Устойчивая скорость макроскопического ускорения плазменного слоя как целого в случае модели 2 достигала величины $v \sim 4 \cdot 10^7$ см/сек при общем числе ускоренных протонов $N_i \sim 2 \cdot 10^{17}$. Таким образом, создание продольного электрического поля на аноде и уменьшение площади токового контакта плазмы с электродом позволили получить большие величины устойчивых скоростей плазменных сгустков по сравнению с результатами, достигнутыми на ускорителе с гладкими электродами.

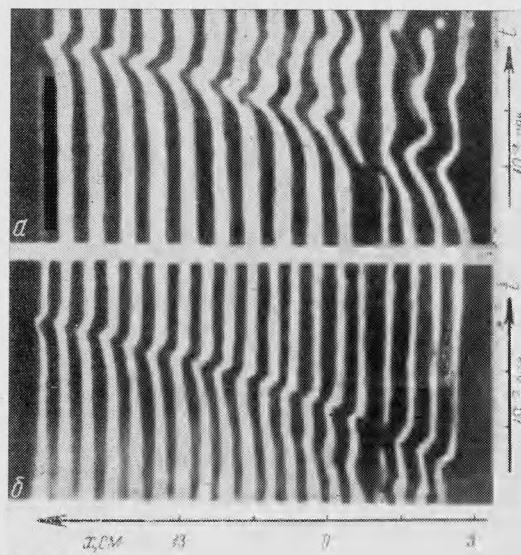
Дальнейшее совершенствование рельсотрона было естественно вести в направлении предельно возможной изоляции плазмы от электродов. Перейдем к рассмотрению последней модели.

3. Модель с малой площадью контакта плазма — электрод. В последней модели вместо шести сплошных продольных (по оси x) ребер из тантала на катоде были смонтированы тонкие контактные лепестки, ориентированные вдоль x и образующие шесть рядов с расстоянием между ними 2 см. Плоские участки катодного электрода между рядами лепестков покрывались медными полосами (20×2 см²), имеющими в сечении форму сегмента высотой 3 мм. От катодного электрода последние были изолированы слюдяными прокладками, а со стороны плазмы покрыты сегментами из керамики (фиг. 1).

Аналогично выполнено устройство анодного электрода, за исключением того, что контактные лепестки монтировались не на основной керн электрода, а на гребенку, описанную в модели 2. Вследствие наличия медных сегментов ранее однородное магнитное поле теперь оказалось гофрированным вблизи поверхностей электродов, причем максимум поля достигался над вершинами сегментов. Такая конфигурация магнитного поля затрудняла диффузию плазмы на стенки.

На фиг. 4 представлены интерферограммы развертки процесса ускорения плазмы во времени (щель вдоль направления ускорения; a — щель у анода, b — щель в середине зазора); по этим интерферограммам можно проследить общие тенденции изменения средней плотности электронов $N(x, y, t)$ в сгустке по мере его ускорения. Анализ интерферограмм показывает следующее:

- 1) продольный размер ускоряемого сгустка в течение всего цикла ускорения остается практически неизменным;
- 2) длина пути, на которой осуществляется устойчивое ускорение, возросла до 17 см; при этом достигнута массовая скорость сгустка $\sim 10^8$ см/сек. Заметим, что в форсированных режимах и с меньшим напуском газа скорость сгустка на выходе ускорителя достигала $\geq 2 \cdot 10^8$ см/сек;
- 3) на конечных стадиях ускорения практически полностью исчез анодный шлейф;
- 4) на конечных стадиях ускорения теряется примерно половина частиц плазмы. Таким образом, число ускоренных протонов достигает $3 \cdot 10^{17}$, а их скорость 10^8 см/сек. Отсюда можно оценить величину кинетической энергии сгустка. Она оказывается равной ~ 250 Дж.



Фиг. 4

Поступила 29 X 1970.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров В. М. Исследование рельсотронного ускорения плазмы поперек магнитного поля. Магнитная гидродинамика, 1965, т. 1, № 2.
2. Кругляков Э. П., Малиновский В. К., Федоров В. М. Исследование процессов ускорения плазмы в рельсотроне. In: Phenomena in Ionized Gases, vol. 3. Beograd, Gradevinska knjiga, Publishing House, 1966.
3. B a v e n k o A. N., K r u g l y a k o v E. P., K u z n e t s o v V. V., F e d o r o v V. M. On some peculiarities in electric discharge development in hydrogen

- across magnetic field. Proc. 8-th Internat. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, Internat. Atomic. Energy Agency, Vienna, 1968.
4. Marshall J. Performance of hydromagnetic plasma gun. Phys. Fluids, 1960, vol. 3, No. 1.
 5. Лукьянов С. Ю., Подгорный И. М., Чуватин С. А. Исследование процесса электродинамического ускорения сгустков плазмы. Ж. техн. физ., 1961, т. 31, вып. 9, стр. 1026.
 6. Hurwitz H., Kilb R. W., Sutton G. W. Influence of tensor conductivity on current distribution in a MHD generator. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No. 2, p. 205.
 7. Craston J. L., Hancox R., Robson A. E., Kaufman S., Miles N. T., Ware A. A., Wesson J. A. The role of materials in controlled thermonuclear research. Proc. U. N. Internat. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy. 2nd. Geneva, 1958, vol. 32, No. 34, pp. 414—426.

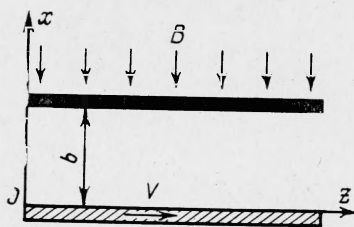
НЕСТАЦИОНАРНОЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ КУЭТТА ПРИ ПОСТОЯННОМ РАСХОДЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

С. Е. Кузнецов

(Ленинград)

Приводится приближенное решение задачи для случая ламинарного нестационарного течения Куэтта, обусловленного изменением величины приложенного магнитного поля, при постоянном расходе вязкой несжимаемой проводящей жидкости.

Рассмотрим нестационарное течение вязкой несжимаемой проводящей жидкости между двумя параллельными плоскими стенками, одна из которых $x = 0$ является изолятором и движется с постоянной скоростью V , а другая $x = b$ является проводником и покоится (фиг. 1). Нестационарность течения вызывается резким изменением величины однородного магнитного поля (включение, выключение или регулирование величины индукции магнитного поля), перпендикулярного обеим стенкам. Полагаем, что расход жидкости поддерживается постоянным. В рассматриваемом случае в отличие от [1] продольный градиент давления не равен нулю и является функцией времени.



Фиг. 1

При этих условиях и малом магнитном числе Рейнольдса система уравнений магнитной гидродинамики может быть сведена к одному уравнению для скорости жидкости

$$\frac{\partial v}{\partial t} = P(t) - \frac{M^2}{b^2} v v + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad \left(P(t) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$\nu = \eta / \rho, \quad M = bB \sqrt{\sigma / \eta}$$

Здесь v — скорость течения жидкости, ν — кинематический коэффициент вязкости, M — число Гартмана.

Интегрируя уравнение (1) по высоте канала и используя условие постоянства расхода, получаем

$$P(t) = \frac{M^2}{b^2} \nu V_f - \frac{\nu}{b} \int_0^b \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} dx, \quad V_f = \frac{1}{b} \int_0^b v dx \quad (2)$$

Здесь V_f — средняя скорость течения жидкости.

Исключая с помощью (2) функцию $P(t)$, получаем

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{M^2 \nu}{b^2} (V_f - v) - \frac{\nu}{b} \int_0^b \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} dx + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (3)$$