

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. И. Чумов (Киев)

Приводятся результаты экспериментального исследования ударных волн в газоразрядной аргоновой плазме.

Показано, что ширина фронта ударной волны существенно превышает длины свободного пробега частиц в плазме. Она оказывается близкой к величине, которую дает теоретическое рассмотрение при учете электронной теплопроводности.

Во фронте ударной волны регистрируется скачок потенциала, величина которого определяется амбиполярной диффузией заряженных частиц во фронте.

Во фронте ударной волны происходит значительное изменение концентрации заряженных частиц при практически постоянной электронной температуре. Для сильных ударных волн это изменение обусловлено, по-видимому, термической ионизацией во фронте. В случае слабых ударных волн существенную роль играет дополнительная ионизация во фронте ударной волны, которая происходит за счет энергии, выделяющейся при протекании газоразрядного тока через скачок потенциала во фронте ударной волны.

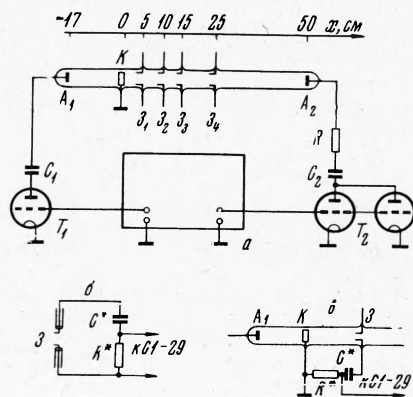
Свойства ударных волн в частично ионизованной плазме существенно отличаются от свойства ударных волн в нейтральном газе. Это отличие обусловлено огромным различием масс электронов и тяжелых частиц, входящих в состав плазмы, а также существованием мощных электрических сил, которые возникают в плазме за счет самого незначительного разделения зарядов. Указанные особенности плазмы приводят, например, к тому, что ширина ударного фронта в частично ионизованной плазме (в отличие от нейтрального газа) в ряде случаев значительно превышает среднюю длину свободного пробега частицы в плазме [1].

Во многих случаях частично ионизованная плазма является термодинамически неравновесной. Как известно [2], в термодинамически неравновесной плазме затруднен не только расчет структуры ударного фронта, но и расчет параметров плазмы за фронтом ударной волны.

Ниже излагается попытка экспериментального исследования ударных волн в частично ионизованной газоразрядной плазме. Для получения ударных волн в работе использовалось взаимодействие импульсной движущейся плазмы с независимо созданной неподвижной газоразрядной плазмой [3], аналогично тому как в электрических ударных трубах используется взаимодействие подобной плазмы с нейтральным газом [4,5]. В литературе отсутствуют сообщения о подобных экспериментальных работах. Исследования сильных ударных волн, во фронте которых происходит ионизация первоначально нейтрального газа [6], явно отличаются от рассматриваемого случая распространения ударных волн в предварительно созданной плазме.

В работе приняты следующие единицы измерений: давление p в мм рт. ст., температура T в $^{\circ}\text{K}$, мощность P в $\text{вт} \cdot \text{см}^{-1}$, сила тока i в а , концентрация заряженных частиц n в см^{-3} , скорость в $\text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$.

1. Методика и результаты эксперимента. Эксперименты проводились в цилиндрической стеклянной трубке с внутренним диаметром 16 мм (фиг. 1,а), которая наполнялась аргоном при давлении 0,5 мм рт. ст.



Фиг. 1 а, б

В пространстве KA_2 медленным экспоненциальным разрядом батареи конденсаторов C_2 емкостью 100 или 200 мкф ($V_2 = 3 \text{ кВ}$) через омическое сопротивление R величиной 53 или 8 ом соответственно. Минимальное значение величины RC_2 , равное 1600 мксек,

в цилиндрической стеклянной трубке с внутренним диаметром 16 мм (фиг. 1,а), которая наполнялась аргоном при давлении 0,5 мм рт. ст. В трубку помещались два плоских круглых молибденовых электрода A_1 и A_2 диаметром 14 мм, кольцевой никелевый электрод K шириной 1 см и диаметром 14 мм, а также четыре пары цилиндрических вольфрамовых зондов $Z_1 - Z_4$ диаметром 0,1 мм и длиной 3 мм. Зонды располагались симметрично относительно оси трубки, так что расстояние между ними составляло 10 мм. В некоторых экспериментах на расстоянии $x = 10 \text{ см}$ от кольца K в трубку, подобно [7], вводились перемещающиеся вдоль радиуса трубки зонды такого же размера.

Движущаяся в пространстве KA_2 импульсная плазма создавалась быстрым (длительностью 5—25 мксек) разрядом конденсатора C_1 емкостью 2,4 или 14 мкф ($V_1 = 3 \text{ кВ}$) на электроды K и A_1 . Неподвижная газоразрядная плазма создавалась

существенно превышало время, в течение которого устанавливалась температура нейтрального газа за счет теплопроводности (максимальное характерное время медленного разряда) $\tau_T \sim r^2/5.8 a$, равное в условиях данного эксперимента 370 мксек (a — коэффициент температуропроводности, r — радиус трубки), т. е. медленный разряд является квазистационарным.

Зависимости параметров неподвижной газоразрядной плазмы, которые измерялись при помощи зондов $\bar{z}_1 - \bar{z}_2$ от силы газоразрядного тока i приведены на фиг. 2. Кривыми 1, 2, 3 на этой фигуре представлено соответственно изменение концентрации заряженных частиц n_0 см⁻³, температуры электронов T_{e0} °K и напряженности электрического поля E в/см в неподвижной плазме. Проведенные при помощи перемещающихся зондов измерения радиального распределения этих параметров показали, что в условиях данного эксперимента существует центральная область почти постоянных параметров, диаметр которой составляет около 1 см.

Коммутирующими элементами в разрядных цепях служили водородные тиратроны типа ТГИ-400/16. Специальная схема (фиг. 1, а) запускала тиратрон T_1 (быстрый разряд) спустя некоторое регулируемое время после запуска тиратронов T_2 (начало медленного разряда), так что импульсная плазма двигалась в неподвижной газоразрядной плазме и взаимодействовала с ней. Поскольку неподвижная плазма создавалась экспоненциальным разрядом, то при изменении времени задержки τ изменялись параметры неподвижной плазмы, с которой взаимодействовала импульсная движущаяся плазма.

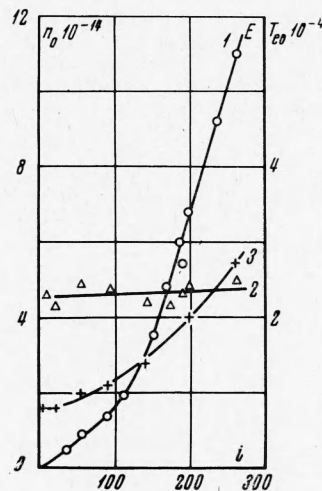
Для измерения параметров плазмы в работе использовался метод двойного зонда с обычной обработкой зондовых характеристик. Используемая схема подключения зондов \bar{z} для получения зондовых характеристик приведена на фиг. 1, б. Источником напряжения в зондовой цепи служил заряженный до необходимого напряжения конденсатор C^* емкостью 1300 мкф, а величина зондового тока определялась по падению напряжения на сопротивлении R^* , которое регистрировалось осциллографом с «памятью» СИ-29. Зондовая цепь находилась при плавающем потенциале.

Использование зондов для измерения параметров движущейся плазмы помимо обычного требования о соотношении длины свободного пробега электрона l_e и диаметра зонда d (в исследуемом случае для аргона при $p_0 \sim 0.5$ мм рт. ст. и $T_e \sim 2 \cdot 10^4$ °K, $l_e \sim 5 \cdot 10^{-2}$ см [5], а $d = 10^{-2}$ см) предполагает также отсутствие на зондах пограничного слоя. В рассматриваемом случае потока плазмы за фронтом ударной волны это предположение имеет место. В самом деле, максимальное давление p_{max} , индуцируемое на пластине с острым краем, помещенной параллельно потоку [8], не превышает величины $p M^3 R^{-1/2}$, где M , p , R — соответственно число Маха, давление и число Рейнольдса в невозмущенном потоке. Аналогичное соотношение будет иметь место и для зонда, помещенного параллельно потоку. Поскольку для потока плазмы за фронтом ударной волны $M < 1$, то $p_{max}/p < R^{-1/2}$. Число Рейнольдса за ударным фронтом определяется соотношением

$$R = \frac{\rho_1 u_1 L}{\eta_1} \approx \frac{\rho_0 u_0 L (\beta_0 - 1)}{\eta_0 \sqrt{T_{a1}/T_{a0}}} \approx \frac{\rho_0 c_0 L (\beta_0 - 1)}{\eta_0 \sqrt{2\gamma/\beta_0(\gamma + 1)}}$$

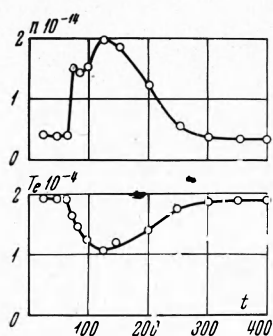
Здесь ρ , η , c — плотность, коэффициент вязкости и скорость звука, а индексы 1 и 0 относятся соответственно к состоянию за и перед фронтом, β_0 — степень сжатия плазмы в ударной волне, u_0 — скорость ударной волны, u_1 — скорость течения плазмы за ударной волной, γ — показатель адиабаты. В случае аргона при начальном давлении 0.5 мм рт. ст. и $L \sim 0.3$ см, $\beta_0 \sim 2$ получим, что $R \sim 100$. Это означает, что в исследуемом случае индуцируемым на зондах давлением можно пренебречь, т. е. пограничный слой на зонде не играет существенной роли.

Описанные ниже экспериментальные результаты были получены при условии, что фронт ударной волны отделялся от импульсной движущейся плазмы, которая служила в качестве гидродинамического «поршня». Это разделение хорошо видно из фиг. 3, на которой в качестве примера приведено изменение во времени концентрации заряженных частиц n и электронной температуры T_e , которые были измерены двойным зондом при $x = 10$ см. Изменение во времени n и T_e в импульсной движущейся плазме обсуждалось в работе [3].

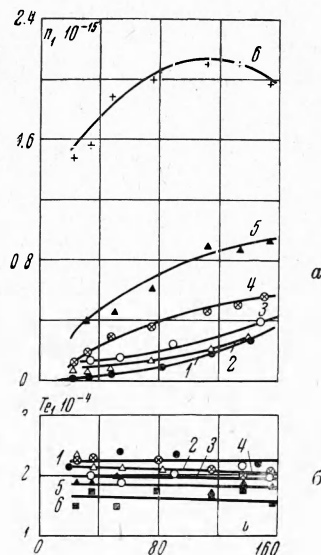


Фиг. 2

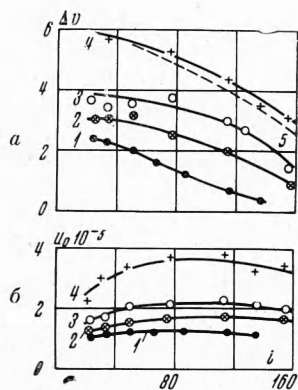
Двойным зондом в работе измерялась концентрация заряженных частиц n_1 и электронная температура T_{e1} за фронтом ударной волны для разных величин силы газоразрядного тока i . Результаты таких измерений для $x = 15$ см приведены на фиг. 4 кривыми 2—6. Параметром этих кривых является энергия конденсатора C_1 , равная соответственно 4, 9, 18, 24, 63 дж. Кривой 1 на фиг. 4, а приведено изменение концентрации заряженных частиц в неподвижной газоразрядной плазме, а кривой 1 на фиг. 4, б — изменение электронной температуры в ней (т. е. параметры плазмы перед фронтом ударной волны). Как видно из фиг. 4, во фронте ударной волны наблюдается значительное увеличение концентрации заряженных частиц плазмы, которое происходит при практически постоянной электронной температуре во всем диапазоне измерений.



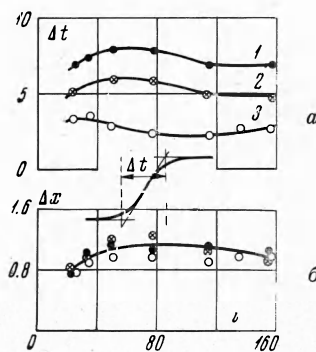
Фиг. 3



Фиг. 4 а,б



Фиг. 5 а,б



Фиг. 6 а,б

При помощи зондов измерялась также величина скачка потенциала, который возникает во фронте ударной волны за счет разделения зарядов [9]. Схема подключения зонда для регистрации изменения потенциала его во времени представлена на фиг. 1, в. Заряженный до необходимого напряжения конденсатор C^* емкостью 1300 мкф служил здесь для компенсации разности потенциалов, возникающей в неподвижной плазме между зондом Z и кольцом K за счет протекания газоразрядного тока. Изменение потенциала зонда во времени регистрировалось осциллографом С1-29 по падению напряжения на достаточно большом сопротивлении R^* , равном обычно 10 ком. Полярность скачка потенциала во фронте ударной волны оказалась такой, что направление электрического поля, существующего во фронте за счет указанного скачка потенциала, совпадает с направлением движения ударной волны. Для рассматриваемой полярности газоразрядного тока (рис. 1, а) направление электрического поля во фронте ударной волны совпадает также с направлением электрического поля в неподвижной плазме.

Результаты измерения величины скачка потенциала ΔV во фронте ударной волны для разных i ($x = 15$ см) представлены на фиг. 5, а. Кривые 1—4 получены при $C_1 = 1$,

2, 4, 14 мкф ($V_1 = 3$ кВ). Здесь же на фиг. 5, б для тех же условий представлена зависимость скорости распространения ударной волны u_0 от силы тока i , которая получена из измерений временного сдвига начала свечения на базе 2 см.

В работе исследовалась также ширина фронта ударной волны Δx . Величина Δx определялась из измеренного времени нарастания потенциала зонда или зондового тока насыщения во фронте Δt (фиг. 6) и скорости фронта ударной волны u_0 при помощи соотношения $\Delta x = u_0 \Delta t$. Результаты измерения Δt приведены на фиг. 6, а, где кривые 1, 2, 3 получены для $C_1 = 2, 4, 14$ мкф ($x = 15$ см). Подсчитанные величины Δx приведены соответствующим образом (точки, крестики, кружочки) на фиг. 6, б. Как видно из фиг. 6, величина Δt составляет 2—8 мксек и изменяется примерно в четыре раза при изменении C_1 , тогда как Δx с разбросом в 20% остается на уровне 1 см. Следует отметить, что измеряемые времена Δt существенно превышают величину $1/\omega_{pi}$, равную $5 \cdot 10^{-10}$ сек для аргона при $n \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ (ω_{pi} — ионная плазменная частота). Это условие необходимо при нестационарных зондовых измерениях [10].

Получаемые значения Δx в несколько раз превышают длину регистрирующих зондов, равную в данных экспериментах 0,3 см. Специальным образом проверялось пространственное разрешение этих зондов. Для этого зонды ориентировались не вдоль оси, как это изображено на фиг. 1, а, а по радиусу, так что протяженность зонда в направлении движения ударной волны составляла всего 10^{-2} см. Никакого различия в результатах измерений Δx при обеих ориентациях зондов не наблюдалось.

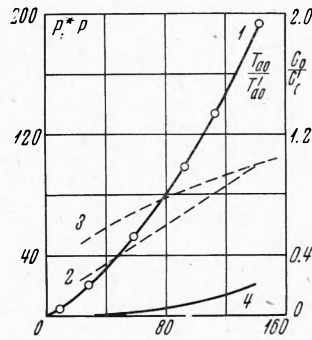
2. Обсуждение экспериментальных результатов. Прежде всего отметим, что за фронтом ударной волны отсутствует стационарное состояние, которое характерно для идеальной ударной трубы (фиг. 3). Это связано с тем, что плазма за ударным фронтом распадается за счет амбиполярной диффузии заряженных частиц на стенку трубки подобно тому, как это происходит с импульсной движущейся плазмой [3, 11]. Однако поскольку время этого распада (несколько десятков микросекунд) существенно превышает время нарастания параметров плазмы во фронте ударной волны Δt (фиг. 6), то можно считать, что за фронтом ударной волны достигается квазистационарное состояние.

Для расчета параметров плазмы за фронтом ударной волны необходимо знать скорость звука перед фронтом. В условиях данного эксперимента скорость звука в неподвижной газоразрядной плазме в первом приближении определяется [12] соотношением $c_0 = \sqrt{\gamma k T_{a0}/m_a}$, поскольку давлением заряженной компоненты в ней можно пренебречь. В самом деле максимальная концентрация заряженных частиц в неподвижной плазме при $T_{e0} \sim 2 \cdot 10^4$ К не превышает величины $3,5 \cdot 10^{14}$ (фиг. 4), т. е. отношение начального давления нейтрального аргона p_0 к максимальному электронному давлению $p_{e0} = n_0 k T_{e0}$ составляет примерно 1. Однако нагрев нейтрального газа, который несомненно имеет место при разрядных токах порядка 100 А, позволяет пренебречь вкладом давления заряженной компоненты в суммарное давление неподвижной плазмы.

Температура нейтрального аргона в неподвижной плазме T_{a0} в этих экспериментах не измерялась. Однако, учитывая упоминаемые выше результаты измерений радиального распределения параметров этой неподвижной плазмы, естественно предположить, что в центральной области почти постоянных ее параметров величины T_{a0} меняются мало. Относительное изменение величины T_{a0} при изменении силы газоразрядного тока можно оценить из баланса мощности в разряде. В предположении, что получаемая нейтральным газом энергия определяется упругими столкновениями с электронами, а величина теряемой им энергии определяется теплопроводностью газа, этот баланс на единицу длины столба можно записать в виде

$$P = \chi \frac{T_{a0} - T^*}{l} S^*$$

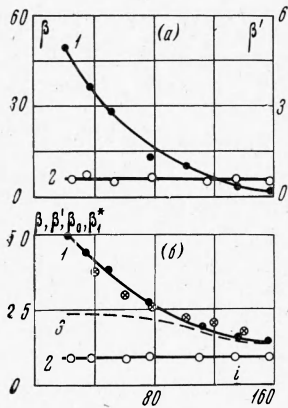
где $T^* = 300$ К — температура стенки трубки, χ — коэффициент теплопроводности, l и S^* — эффективные геометрические размеры, которые не зависят от величины i , поскольку относительное радиальное распределение параметров неподвижной плазмы при изменении i , как показал эксперимент, сохраняется. Величина получаемой нейтральным газом мощности P , подсчитанная по известным n_0 и T_{e0} (фиг. 2) приведена кривой 4 на фиг. 7. В расчетах использовались длины свободных пробегов, усредненные по максвелловскому распределению [5]. Как видно из фиг. 7, эта мощность P оказалась гораздо меньше полной мощности P^* , потребляемой разрядом, которая изображена кривой 1 на этой фигуре. Это означает, что практически вся мощность тратится на неупругие соударения.



Фиг. 7

Учитывая, что $\chi \sim T_{a0}^{2/3}$ [13], и принимая $T_{a0} \gg T^*$, получаем, что $T_{a0} \sim p^{0.6}$, а $c_0 \sim p^{0.3}$. На фиг. 7 кривыми 2 и 3 соответственно показано относительное изменение величины $p^{0.6}$ и $p^{0.3}$, полученное в результате такого подсчета. При принятых предположениях эти кривые описывают соответственно относительное изменение T_{a0} и c_0 в неподвижной газоразрядной плазме.

Результаты измерений концентрации заряженных частиц за фронтом ударной волны (фиг. 4) удобно рассматривать, если их привести в виде отношения β концентрации



Фиг. 8 а, б

заряженных частиц за фронтом n_1 к концентрации заряженных частиц перед фронтом n_0 . На фиг. 8 кривыми 1 показано изменение величины $\beta = n_1 / n_0$ для двух существенно разных случаев: а) $C_1 = 14$ мкф (кривая 6 на фиг. 4) и б) $C_1 = 4$ мкф (кривая 3 на фиг. 4). Как видно из фиг. 8, а, концентрация заряженных частиц при $C_1 = 14$ мкф изменяется примерно в 50 раз, в то время как изменение плотности аргона в ударной волне не может превысить 4. (Используется приближение идеального газа, поскольку степень ионизации плазмы незначительна [2].) Это означает, что во фронте ударной волны происходит дополнительная ионизация аргона. По-видимому, в этом случае имеет место термическая ионизация аргона за счет повышения температуры нейтрального газа [8]. В самом деле концентрация заряженных частиц, достигающая при этом величины $2 \cdot 10^{15}$ см⁻³ (фиг. 4, кривая 6), соответствует равновесной температуре $T_a \sim 9400^\circ$ К. Как показывают оценки по формулам для идеального газа, такая температура достигается за фронтом ударной волны, распространяющейся в аргоне со скоростью $(3-3.5) \cdot 10^5$ см/сек (фиг. 5, кривая 4), если газ перед фронтом нагрет до температуры $T_{a0} \sim 1000^\circ$ К. Как показывают

оценки, проведенные по указанному выше балансу мощности в газовом разряде, такая температура нейтрального газа в неподвижной газоразрядной плазме вполне возможна. При $C_1 = 4$ мкф (фиг. 8, б) термическая ионизация во фронте невозможна, так как скорость ударной волны в этом случае по сравнению с предыдущим уменьшается в два раза (фиг. 5, кривая 3), что приведет к уменьшению T_{a1} примерно в четыре раза, тогда как уровень концентрации заряженных частиц за фронтом в этом случае соответствует $T_a \sim 8000^\circ$ К. Однако поскольку величина $\beta \lesssim 5$, то разумно сравнить величину β со степенью сжатия β_0 нейтрального аргона в ударной волне. Необходимые для расчета β_0 абсолютные значения числа Маха M неизвестны, однако относительное изменение величины M можно получить, используя измеренные значения скорости ударной волны (фиг. 5, б) и подсчитанное относительное изменение скорости звука c_0 (фиг. 7, кривая 3). Нормируя степень сжатия β_0 на экспериментально измеряемое β при некотором i , можно провести сравнение относительного изменения β и β_0 . На фиг. 8, б пунктирной кривой 2 показан результат расчета β_0 с нормировкой на значение β при $i = 155$ А. Как видно из этой фигуры, между β и β_0 существует значительное расхождение, которое сохраняется при любом выборе точки нормировки. Таким образом, сжатие плазмы не может обеспечить получаемое в эксперименте изменение плотности заряженных частиц во фронте ударной волны.

Одной из причин указанного расхождения может быть дополнительная ионизация нейтрального газа за счет энергии электронного газа. Поскольку сжатие электронов в ударной волне является медленным (так как скорость ударной волны гораздо меньше хаотической скорости электронов), то происходящее при этом изменение параметров электронного газа, по-видимому, будет описываться адиабатой Пуассона, подобно тому как это наблюдалось в [14]. При $\gamma = 5/3$ из адиабаты Пуассона получим $(n^* / n_0)^{0.67} = \beta_0^{0.67} = T_{e1}^* / T_{e0}$, т. е. во фронте совместно с изменением концентрации электронов должно происходить также и изменение электронной температуры. Однако эксперимент показывает (фиг. 8, кривая 3), что $\beta' = T_{e1}^* / T_{e0} \sim 1$. В рассматриваемом случае это означает, что часть энергии, равную $n^* (kT_{e1}^* - kT_{e0})$ электроны каким-то образом теряют. Если предположить, что она вся уходит на дополнительную ионизацию во фронте ударной волны, то отношение плотностей заряженных частиц по обе стороны фронта можно записать в виде

$$\beta^* = \frac{n_1^*}{n_0} = \frac{1}{n_0} \left[n^* + \frac{n^* (kT_{e1}^* - kT_{e0})}{E_i} \right] = \beta_0 \left[1 + \frac{kT_{e0}}{E_i} (\beta_0^{0.67} - 1) \right]$$

где $E_i = 15.7$ эв — энергия ионизации аргона. Максимальное значение β_0 равно 4, поэтому β^* всего на 32% будет превышать степень сжатия нейтрального газа, что гораздо меньше наблюдаемого расхождения с экспериментом (фиг. 8, б, кривые 2 и 1).

Однако в случае ударной волны в газоразрядной плазме возможен еще один механизм дополнительной ионизации во фронте за счет джоулевой энергии, выделяющейся при протекании разрядного тока через скачок потенциала во фронте ΔV (фиг. 5, а). Если предположить, что вся эта энергия идет на ионизацию (а такое предположение разумно, поскольку почти вся мощность, потребляемая разрядом в случае этого эксперимента, как указывалось выше, идет на неупругие потери), то число актов дополнительной ионизации во фронте запишется в виде

$$\Delta n = \frac{i \Delta V \Delta t}{S \Delta x E_i} = \frac{i \Delta V}{S E_i u_0}$$

где S — сечение ударной волны. При этом отношение плотностей заряженных частиц по обе стороны фронта можно представить в виде $\beta_1^* = (\Delta n + n_0) / n_0$. Результаты расчета β_1^* для $C_1 = 4$ мкф, которые нанесены крестиками на фиг. 8, б, хорошо совпадают с экспериментальными значениями β . Важно при этом отметить, что ширина фронта ударной волны Δx (см. фиг. 6) превышает среднюю длину свободного пробега электрона по отношению к ионизации, равную 0.17 см в аргоне при давлении 0.5 мм рт. ст. и сечении ионизации $q_i \sim 3 \cdot 10^{-16}$ см² [13]. Кроме того, время нарастания параметров плазмы во фронте Δt превышает среднее время между ионизационными столкновениями, равное $1.7 \cdot 10^{-9}$ сек при $T_e \sim 2 \cdot 10^4$ °К.

Возникновение скачка потенциала во фронте ударной волны обусловлено существующей здесь амбиполярной диффузией заряженных частиц. В самом деле электрическое поле при амбиполярной диффузии можно записать в виде

$$E = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \frac{D_e - D_i}{\mu_e + \mu_i} \approx \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \frac{kT_e}{e}$$

Здесь D_e, D_i — коэффициент диффузии, μ_e, μ_i — подвижность для электронов и ионов соответственно. После интегрирования вдоль фронта при $T_e = \text{const}$ получим

$$e \Delta V = kT_e \ln(n_1 / n_0) = kT_e \ln \beta$$

В качестве примера на фиг. 5 пунктирной кривой 5 нанесены результаты такого расчета ΔV для $C_1 = 14$ мкф при $T_e \sim 2 \cdot 10^4$ °К. Величина β при этом бралась из фиг. 8, а. Как видно из фиг. 5, рассчитанные значения хорошо согласуются с экспериментальными.

В заключение остановимся на ширине фронта ударной волны $\Delta x \sim 1$ см (фиг. 6, б), которая существенно превышает ширину вязкого скачка уплотнения [9], поскольку длина свободного пробега атома аргона при давлении 0.5 мм рт. ст. равна $1.55 \cdot 10^{-2}$ см [16]. Именно такая большая ширина фронта обеспечивает в рассматриваемом случае возникновение диффузионного скачка потенциала и дополнительную ионизацию во фронте ударной волны. Причиной такого уширения фронта является, по-видимому, электронная теплопроводность. В самом деле, как показано теоретически в работе [1], учет электронной теплопроводности приводит к тому, что ширина фронта слабых ударных волн оказывается порядка l_{e1} / ϵ (l_{e1} — длина свободного пробега электрона за фронтом, а $\epsilon = \sqrt{m_e / m_i}$). В исследуемом случае длина свободного пробега электрона перед фронтом l_{e0} составляет $2.4 \cdot 10^{-2}$ см [5], а величина $l_{e0} / \epsilon \sim 6.5$ см. Учет сжатия нейтрального газа в ударной волне, который уменьшит в несколько раз длину свободного пробега электрона за фронтом, приведет к тому, что величина l_{e1} / ϵ окажется очень близкой к получаемой в эксперименте ширине ударного фронта Δx (фиг. 6, б). Это и означает, что величина Δx в рассматриваемом случае определяется электронной теплопроводностью.

В заключение автор благодарит Н. Д. Моргулиса за руководство работой, Е. Я. Когана за полезную дискуссию, Л. С. Симоненко за помощь при проведении эксперимента и В. Г. Зыкова и Б. П. Ильенко (Физико-технический институт АН УССР) за представленную схему задержки.

Поступила 14 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Jaffrin M. Y., Shock structure in a partially ionized gas. Phys. Fluids., 1965, vol. 8, N 4.
2. Ahlborn B., Salvat M. Calculation of shock front parameters in a plasma. Zt. Naturforschung, 1967, Bd 22 (A), N. 2.
3. Ч у т о в Ю. И. Взаимодействие импульсной движущейся плазмы с неподвижной плазмой квазистационарного разряда. Укр. физ. ж., 1969, т. 14, No. 3.

4. Макаров Ю. В., Чекалин Э. К., Физические процессы в электромагнитных ударных трубах, М., Атомиздат, 1968.
5. Fowler R. C., Electrons as a hydrodynamical fluid. In: Advances in Electronics and Electron Phys., New York — London, Acad. Press, 1964, vol. 20.
6. Gross R. A., Strong ionizing shock waves. Rev. Modern Phys., 1965, vol. 37, № 4.
7. Чутлов Ю. И. К вопросу о природе движущейся плазмы, получаемой в электро-разрядной ударной трубке. Укр. физ. ж., 1967, т. 12, № 7.
8. Yushchenko N. I., Romerantsev A. A., Nemchenko V. I. Influence of real gas effects on the hypersonic rarefied flow near the sharp leading edge of a thin plate. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1967, vol. 10, No. 1.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966, стр. 50—54, 316.
10. Диагностика плазмы. М., «Мир», 1967, стр. 153.
11. Чутлов Ю. И. Экспериментальное исследование взаимодействия импульсной движущейся аргоновой плазмы с поперечным магнитным полем. Магнитная гидродинамика, 1968, № 2.
12. Ahlborn B. Approximate calculation of the speed of sound in a plasma. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 9.
13. Naues E., Venzke D., Wojaczek K. Die Neutralgastemperatur in der Argon-Mitteldruckentladung. Beiträge Plasma Physik, 1967, Bd 7, II. 6.
14. Чутлов Ю. И. Отражение импульсной движущейся плазмы от металлической поверхности. Укр. физ. ж., 1968, т. 13, № 6.
15. Мак — Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., «Мир», 1967, стр. 209.
16. Краткий физико-технический справочник, т. 1. М., Физматгиз, 1960, стр. 331.

МИКРОДУГОВОЙ РЕЖИМ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОДОВ МГД-ГЕНЕРАТОРА

В. И. Залкинд, В. В. Кириллов, Ю. А. Ларионов, Н. С. Семенов

(Москва)

Излагаются предварительные результаты исследования работы электродов МГД-генератора при сравнительно больших плотностях тока. Опыты проводились в канале МГД-генератора, работающего на продуктах сгорания с охлаждаемыми металлическими электродами и электродами из карбида кремния. Наблюдение и съемка электродов показали, что при достаточно больших токах на поверхности электродов возникают микродуги. Рассматриваются феноменологические особенности поведения дуг в натуральных, специфических для МГД-генератора условиях. Существенное влияние на поведение дуг оказывает граница между электродом и изолятором, а также пленка соединений калия, высаждающихся на поверхности электродов. Указанные особенности поведения микродуг могут иметь большое значение для процессов электроэрозии электродов.

При испытаниях на установке У-02 МГД-генератора с охлаждаемыми металлическими электродами были достигнуты токи, величину которых трудно объяснить термоэмиссией с поверхности электродов, даже в случае образования на ней пленки калия. Так, в режиме короткого замыкания ток с пары электродов достигал $12a$, что соответствует средней плотности тока более $1a/cm^2$ при температуре поверхности металла $870-950^\circ K$. Были проведены визуальные наблюдения и съемки электродов, которые показали, что на поверхности электродов при таких плотностях тока возникают небольшие ярко светящиеся пятна. Эти пятна являются своеобразными микродугами, посредством которых осуществляется токовый контакт плазмы с электродами через холодный, мало проводящий пограничный слой.

О возникновении аналогичных пятен на поверхности электродов в приложенном электрическом поле упоминалось в работах [1] и [2]. Более подробно поведение микродуг позднее было описано в работах [3,5]. В данной работе было проведено изучение качественной картины горения микродуг на поверхности катода в натуральных условиях работы канала МГД-генератора.

МГД-генератор работал на продуктах сгорания природного газа с легкоионизирующей присадкой поташа в количестве до 1% мольного по концентрации калия. Исследовались охлаждаемые водой электроды из нержавеющей стали IX18NiOT и электроды из карбида кремния (SiC) с небольшой добавкой тугоплавких металлов (Ti, Mo или Nb).

Каналы МГД-генератора имели прямоугольное сечение высотой 65—80 мм и шириной 220—270 мм. МГД-генератор имел секционированные электроды. Исследо-