

ОПЫТЫ ПО УДАРНОМУ НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ  
В БЫСТРОНАРАСТАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. А. Капитонов, В. А. Корнилов, В. М. Лагунов,  
Ю. Е. Нестерихин, А. Н. Папырин, А. Г. Пономаренко

(Новосибирск)

Приводятся результаты экспериментов по возбуждению сильных бесстолкновительных ударных волн ( $M \geq 5$ ) с последующим сжатием плазмы магнитным полем ударного витка. Магнитный поршень  $> 20$  кэ создавался за  $\sim 100 \times 10^{-9}$  сек генератором тока, представляющим собой длинную линию с водяной изоляцией на 250 кэ и волновым сопротивлением 1 ом.

При начальной плотности дейтериевой плазмы  $\sim 2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  зарегистрированы ударные волны с шириной фронта  $\sim 20c / \omega_{0e}$  и скоростью  $\sim 5 \cdot 10^7$  см/сек. Энергия ионов после кумуляции, определенная по выходу нейтронов, оказалась равной  $\geq 2$  кэв. Наблюдались аксиальные ударные волны, возбуждаемые потоком плазмы, вытекающим из-под ударного витка.

1. Исследования по нагреву плазмы бесстолкновительными ударными волнами [1,2] показали удовлетворительное соответствие конечного значения энергии ионов с предположениями и выводами как упрощенной модели «свободных частиц» [3], Крудейс и Хилл<sup>1</sup>, так и модифицированной теории «снежного кома» Р. З. Сагдеева [4]. Для систем типа  $\theta$ -пинч, в которых создание магнитного поршня осуществляется разрядом батареи конденсаторов на одновитковую катушку, конечное значение средней поперечной энергии ионов  $E_{r0}$  и характерное время  $t_c$  стадии быстрого сжатия плазмы для обеих моделей имеют следующий вид:

$$E_{r0} \sim \frac{V}{R} \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{1}{1+\lambda}, \quad t_c^2 \sim \frac{RlL_k \sqrt{n}}{V} \quad \left( \lambda = \frac{L_a}{L_k} \right) \quad (1.1)$$

$$t_c \ll t_f = 1/2\pi \sqrt{LC}$$

Здесь  $V$  — напряжение батареи конденсаторов,  $R$  — радиус катушки,  $n$  — начальная плотность плазмы,  $\lambda$  — отношение,  $L_a$  — паразитная индуктивность,  $L_k$  — индуктивность катушки,  $l$  — длина катушки,  $C$  — емкость батареи,  $L$  — полная индуктивность цепи,  $t_f$  — время нарастания магнитного поля.

Эти выражения справедливы в предположении бесконечно малой толщины  $\Delta$  магнитного поршня. Этим обстоятельством объясняется одинаковая зависимость средней энергии и времени сжатия плазмы от напряжения на катушке и линейной плотности заряженных частиц в обеих указанных моделях.

На фиг. 1 представлены результаты, экспериментов, проведенных в 1966—1968 годах на установках по ударному нагреву плазмы [5-15]<sup>2</sup>.

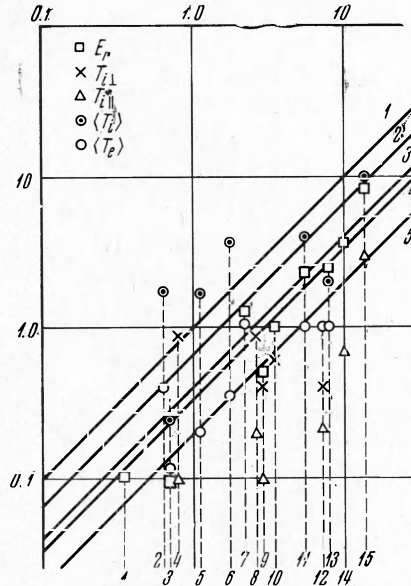
<sup>1</sup> Cruddace R. G., Hill M. The mechanism of plasma acceleration in a conical  $\theta$  pinch gun. Preprint CLM-M52. Culham Laboratory, 1966.

<sup>2</sup> См. п. 2 данной работы (\*), а также А. Г. Пономаренко (\*\*). Изучение высокочастотных свойств турбулентной плазмы. Диссертация, Новосибирск, 1965.

Для каждой из указанных работ по формуле (1.1) вычислены значения направленной энергии  $E_{r0}$  и отложены по оси абсцисс. Экспериментальные точки отложены по оси ординат. Для сравнения на этом же графике сплошными линиями нанесены теоретические значения энергии частиц

Фиг. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных значений энергии частиц плазмы; в соответствии с нумерацией внизу фигуры у конца ординат приводятся источники и данные о значении числа Маха

	М		М	
1	[5]	3	9 [13]	10
2	[6]	3	10 [14]	5
3	[7]	3	11 [15]	3
4	[8]	10	12 [7]	3
5	[9]	—	13 [*]	5
6	[10]	3	14 [14]	3
7	[11]	3	15 [**]	4
8	[12]	2.6		



с учетом возможной диссипации энергии направленного движения. Рассмотрены пять случаев:

1) диссипация отсутствует

$$E_{r0} = E_r \quad (\text{линия 1})$$

2) энергия полностью перераспределяется в хаотическую энергию в поперечном и продольном направлениях

$$E_{r0} = T_{i\perp} + 1/2 T_{i\parallel}, \quad T_{i\perp} = T_{i\parallel} = 0.67 E_r E_{r0} \quad (\text{линия 2})$$

3) энергия частично перераспределяется в хаотическое движение

$$E_{r0} = E_r + T_{i\perp} + 1/2 T_{i\parallel}, \quad E_r = T_{i\perp} = T_{i\parallel} = 0.4 E_r E_{r0} \quad (\text{линия 3})$$

4) при полном перераспределении энергии учитывается нагрев электронов

$$E_{r0} = T_{i\perp} + T_{e\perp} + 1/2 T_{i\parallel} + 1/2 T_{e\parallel}$$

$$T_{i\perp} = T_{e\perp} = T_{i\parallel} = T_{e\parallel} = 0.33 E_r E_{r0} \quad (\text{линия 4})$$

5) при частичном перераспределении энергии учитывается нагрев электронов

$$E_{r0} = E_r + T_{i\perp} + T_{e\perp} + 1/2 T_{i\parallel} + 1/2 T_{e\parallel}$$

$$E_r = T_{i\perp} = T_{e\perp} = T_{i\parallel} = T_{e\parallel} = 0.2 E_r E_{r0} \quad (\text{линия 5})$$

Здесь  $E_r$  — направленная поперечная по отношению к магнитному полю энергия,  $T_{\perp}$  и  $T_{\parallel}$  — температуры хаотического движения в поперечном и продольном направлениях,  $\langle T \rangle$  — средняя температура в конце стадии сжатия,  $i, e$  — индексы, соответствующие ионам и электронам. Наиболее оптимальными для осуществления ядерного синтеза являются условия трансформации энергии, соответствующие кривым 4 и 5. Как

видно из фиг. 1, имеющиеся экспериментальные данные перераспределения направленной энергии сжатия в системе  $\theta$ -пинч, как правило, отличаются от указанных выше оптимальных случаев 4) и 5). Основное различие заключается в том, что направленная энергия  $E_r$  за немногими исключениями всегда превышает, а продольная температура  $T_{\parallel}$  оказывается везде ниже расчетных значений.

Из теории Р. З. Сагдеева [4] следует, что при  $M > 3$  фронт ударной волны определяется ионной вязкостью и должен иметь характерный размер  $\Delta \sim c / \omega_{0i}$  ( $\omega_{0i}$  — ионная плазменная частота). В большинстве опытов величина  $\Delta \sim 1-3$  см и составляла заметную часть поперечного размера камеры. По-видимому, именно конечная ширина фронта магнитного возмущения нарушала стационарность распространявшихся волн, что проявлялось в виде уменьшения предельного значения продольной температуры ионов и неполной хаотизации направленного движения.

При  $M < 3$  условие стационарности ударной волны в большинстве опытов было выполнено и результаты работ [7, 11, 15] удовлетворительно совпадают с выводами теории Р. З. Сагдеева [4] о преимущественном нагреве в этих условиях электронной компоненты плазмы.

Таким образом, наиболее существенное расхождение эксперимента с расчетом наблюдается, как видно, при превышении критического числа Маха.

Условие стационарности ударной волны при больших числах Маха включает в себе два физических аспекта. Первый состоит в удовлетворении бесконечной малости толщины магнитного поршня

$$\Delta \ll R \quad (1.2)$$

Второе требование состоит в том, что необходимо создать магнитный поршень за время, меньшее времени распространения ударной волны к оси сжимающей катушки

$$t_f \lesssim t_c \approx R / M v_0 \quad (1.3)$$

где  $v_0$  — скорость звука в невозмущенной плазме.

Таким образом, приведенное рассмотрение показывает, что при выполнении условий (1.2) и (1.3) энергия частиц плазмы будет увеличиваться с ростом напряжения источника тока  $V$ .

Для выполнения требования (1.2) необходимо исходить из того факта, что теория Р. З. Сагдеева и эксперимент прямо указывают на расширение фронта волн с увеличением числа Маха до размера  $\Delta \sim c / \omega_{0i}$ . Удовлетворение второго условия (1.4) хотя и принципиально, однако носит скорее технический, чем физический характер и непосредственно связано с параметрами существующих энергетических систем. Для типичных условий экспериментов время сжатия имеет порядок  $t_c \sim 10^{-7}$  сек. Требование (1.3) означает, что время нарастания тока в катушке должно иметь значение

$$t_f \lesssim 10^{-7} \text{ сек}$$

что представляет собой довольно жесткое техническое условие, удовлетворить которое можно уменьшением емкости генератора магнитного поля (см. (1.1)) и увеличением рабочего напряжения  $V$  генератора до величин порядка нескольких сотен киловольт.

При этом установка с малым временем нарастания магнитного поля  $t_f$  должна иметь большую эффективность передачи энергии плазме. Коэф-

коэффициент полезного действия  $\eta$  системы типа  $\theta$ -пинч пропорционален отношению

$$\eta \sim (t_c / t_f)^2 \quad (1.4)$$

и для  $t_f \sim t_c$  имеет значение порядка единицы. Для батарей с большим энергоспасом, а следовательно, и большим  $t_f$  коэффициент полезного действия (к.п.д.) мал и достигает величины  $\sim 10^{-3}$ .

Следует отметить при этом, что возрастание магнитного поля после сжатия плазменного цилиндра должно приводить к адиабатическому нагреву плазмы. Однако эта стадия сама обладает низким к.п.д., не говоря уже о целом ряде присущих ей недостатков (неустойчивость шнура вследствие проникновения в плазму во время ударного нагрева магнитного поля и т. д.). На фиг. 1 приведены значения максимальной температуры ионов, полученные на мегаджоульных установках с адиабатическим сжатием [6, 9, 10]. Нетрудно заметить, что в установках с меньшим запасом энергии ( $\sim 10$  кдж), но с более высоким рабочим напряжением ( $V \sim 200 - 300$  кВ) и малым временем нарастания магнитного поля  $t_f \sim 10^{-7}$  сек, достигнутые температуры ионов превышают энергию ионов в конце адиабатического сжатия на мегаджоульных батареях ([15] и фиг. 1, [\* , \*\*]).

По-видимому, наиболее разумным для создания цилиндрического магнитного поршня за время порядка  $10^{-7}$  сек будет применение накопительных систем типа длинной линии, позволяющих работать на высоком напряжении. Фронт нарастания тока в этом случае определяется выражением

$$t_f \sim L_k / Z$$

Здесь  $Z$  — волновое сопротивление линии. При этом, как показано в работе Витковского<sup>1</sup>, величина  $t_f$  может быть уже сейчас доведена при  $Z \sim 1$  ом до значения  $\sim 10^{-8}$  сек. Условие стационарности (1.3), таким образом, может быть легко удовлетворено. Рабочее напряжение длинной линии может быть легко увеличено до значения  $\sim 1000$  кВ, что превышает больше чем на порядок напряжение самых лучших конденсаторных батарей.

Уравнение, описывающее движение магнитного поршня в модели «свободных частиц» для системы с длинной линией, имеет следующий вид:

$$\frac{d}{d\tau} \{[\lambda + 1 - y^2] y\} = i - \alpha y \quad (1.5)$$

где

$$y = |dy / d\tau|, \quad \tau = t / t_c, \quad y = a / R$$

$$\alpha = 2Zt_c / L_k = t_c / t_f \quad (1.6)$$

$t_c$  — характерное время сжатия (1.1),  $L_k$  — индуктивность сжимающей катушки,  $t$  — время. Средняя энергия ионов в конце стадии ударного сжатия  $E$  имеет следующий вид:

$$E = \frac{4m_i R^2 \varepsilon_l}{t_c^2} \left( \varepsilon_l = \int_1^0 y^2 y dy \right) \quad (1.7)$$

<sup>1</sup> V i t k o v i t s k y I. M. Some design aspects of transmission lines for driving  $\theta$ -pinch coils. Rept on IV Simpos. on engng. problems in thermonuclear research, 1966.

или, учитывая (1.6)

$$E = \frac{4m_i R^2 \varepsilon_l}{t_f \alpha^2} \quad (1.8)$$

Здесь  $m_i$  — масса ионов,  $\varepsilon_l$  — безразмерный параметр, пропорциональный средней энергии ионов.

Параметр  $\varepsilon_l$  как функция  $\lambda$  и  $\alpha$  был вычислен в результате численного решения уравнения (1.7) в приближении  $t_c < t^*$  ( $t^*$  — время пробега волны вдоль линии). Результат вычислений представлен на фиг. 2. При

$\lambda \ll 1$  зависимость параметра  $\varepsilon_l$  от  $\alpha$  для  $\alpha \geq 1$  можно приближенно представить в виде

$$\varepsilon_l \sim \alpha^{-1} \quad (1.9)$$

Подставляя (1.9) в (1.8), имеем

$$E \sim \frac{4m_i R^2}{t_f^2} \frac{1}{\alpha^3} \quad (1.10)$$

Из (1.10) видно, что при заданных  $t_f$  и  $R$  для увеличения энергии частиц  $E$  необходимо уменьшать параметр  $\alpha$ . Однако наименьшее допустимое значение  $\alpha$ , удовлетворяющее условию стационарности ударных волн (1.3), равно

$$\alpha \approx 1 \quad (1.11)$$

При учете (1.6), (1.9), (1.11) коэффициент полезного действия, равный

$$\eta = 2\varepsilon_l \alpha^2 L_k / L_l$$

принимает значение

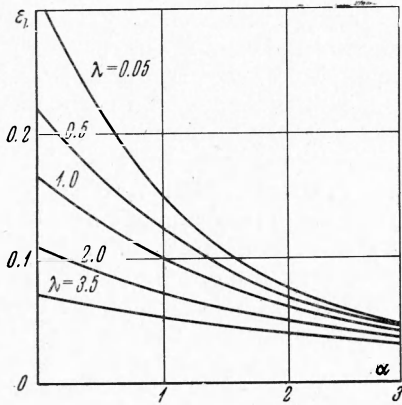
$$\eta \approx t_c / t^* \quad (1.12)$$

Здесь  $L_l$  — индуктивность длинной линии,  $t^*$  — время пробега по линии, которое для плоской линии имеет следующее значение:

$$t^* = \frac{8\pi W}{c \sqrt{\varepsilon} E^{*2} h d} \quad (1.13)$$

Здесь  $W$  — энергия, запасенная в длинной линии,  $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $E^*$  — напряженность электрического поля,  $h$  и  $d$  — ширина и толщина линии. Простая оценка показывает, что источник энергии с  $W \sim 10$  кдж, выполненный в виде плоской линии с  $\varepsilon \sim 100$  и  $E^* \sim 10^6$  в/см, нагруженный на одновитковую катушку с радиусом  $R \sim 5$  см, позволяет нагревать плазму с плотностью  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> до температур, лежащих в термоядерной области.

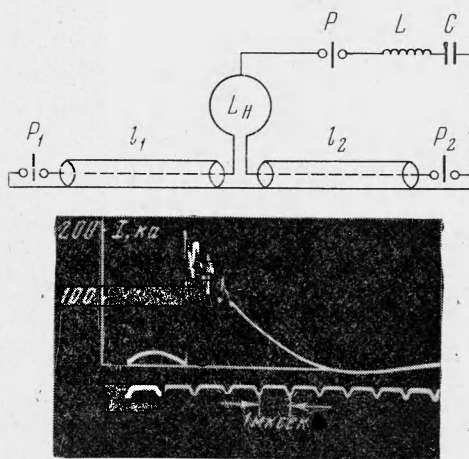
2. В данной работе для проведения опытов по ударному нагреву плазмы в быстронарастающем магнитном поле был применен генератор тока, электрическая схема которого приведена на фиг. 3, а. Генератор представляет собой длинную линию  $l_1, l_2$  на 250 кВ, заполненную водой в качестве диэлектрика. Применение воды было стимулировано высоким значением ее диэлектрической проницаемости  $\varepsilon \sim 80$ , позволившей практически реализовать сравнительно небольшое волновое сопротивление  $Z \sim 1$  ом при полной емкости системы  $C \approx 0.2$  мкф.



Фиг. 2. Расчетная зависимость параметра  $\varepsilon_l$  от радиуса для различных значений параметров  $\alpha$  и  $\lambda$ .



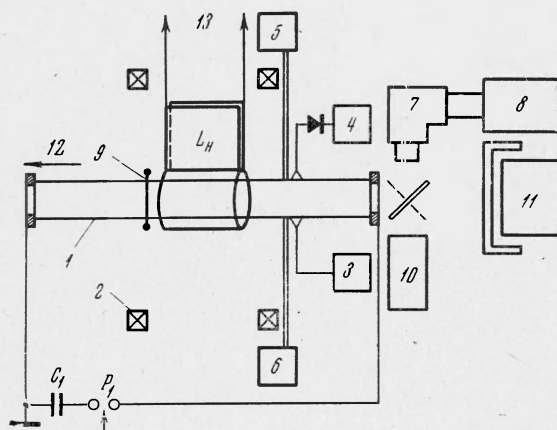
Нагрузкой генератора в описываемых опытах являлась одновитковая катушка (ударный виток)  $L_H$  диаметром 7 см и длиной 10 см, присоединявшаяся в разрыв потенциального электрода в средней части линии. Катушка изолировалась полиэтиленовой пленкой и водой. Зарядка линии до максимального напряжения осуществлялась в течение 2 мксек с помощью генератора импульсного напряжения, собранного по схеме Маркса ( $L, C, P$  на фиг. 3, а). Спустя указанное время после начала зарядки производился внешний запуск разрядника  $P_1$  и волна напряжения 250 кВ и тока 250 кА с фронтом  $\sim 50 \cdot 10^{-9}$  сек проходила через нагрузку и достигала затем разрядника  $P_2$ , который в этот момент также закорачивался. На фиг. 3, б представлена осциллограмма, иллюстрирующая описанный выше процесс зарядки линии, прохождения тока волны через нагрузку и результат последующего закорачивания разрядника  $P_2$ .



Фиг. 3. а) принципиальная схема генератора тока на длинной линии; б) осциллограмма тока  $I$  (кА) в катушке

Магнитное поле на оси катушки нарастало за время  $t_f \sim 100 \cdot 10^{-9}$  сек до максимального значения  $H^* \sim 20$  кэ, а затем спадало в соответствии с формой тока в линии до значения  $0.1 H^*$  в течение  $\sim 4$  мксек.

На фиг. 4 приведена блок-схема экспериментальной установки (стрелка 12 — к насосу, стрелки 13 — к генератору тока). Предварительная



Фиг. 4. Блок-схема установки

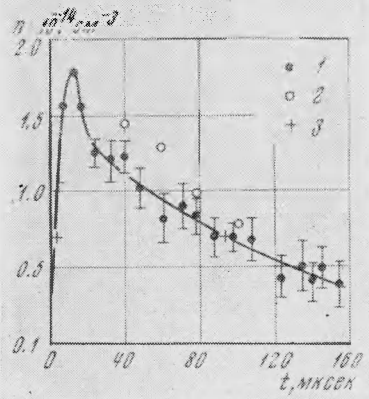
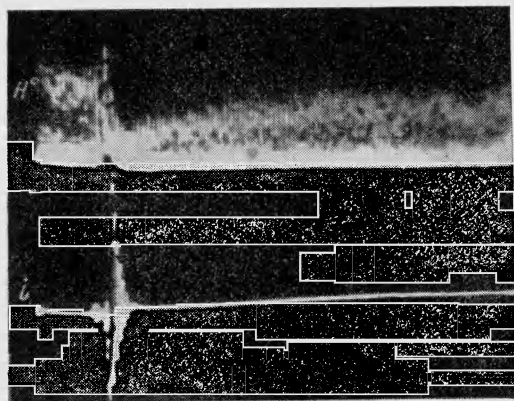
ионизация и нагрев дейтериевой плазмы производился разрядом типа Z-пинч ( $C_1, P_1$  на фиг. 4) в стеклянной камере (1 на фиг. 4) диаметром 6 см и длиной 100 см в квазистационарном магнитном поле  $H_0 = 0-1$  кэ (2 на фиг. 4).

Определение плотности  $n$  и электронной температуры  $T_e$  предварительной плазмы (диапазон рабочих давлений  $p \sim 2-14$  мтор) производилось следующими методами:

- 1) плотность  $n$  определялась СВЧ-зондированием на длине волны  $0.4$  см (3 на фиг. 4);
- 2) плотность  $n$  и температура  $T_e$  определялись по ослаблению пучка быстрых ( $10$  кэв) нейтральных атомов водорода и гелия (5, 6 на фиг. 4) [16];
- 3) плотность  $n$  определялась оптическим методом — штарковское уширение линии  $D_\beta$  (7, 8 на фиг. 4);
- 4) величина  $nT$  определялась при помощи диамагнитного зонда (9 на фиг. 4).

Зависимость от времени плотности предварительной плазмы представлена на фиг. 5.

Поперечный размер плазменного шнура, который необходим для вычисления  $nT$  плазмы из диамагнитных сигналов и степени ослабления ней-



Фиг. 5. Изменение во времени плотности предварительной плазмы: 1 — данные зондирования пучком  $H^0$ ; 2 — данные из уширения бальмеровской линии  $D_\beta$ ; 3 — данные СВЧ-зондирования;  $N_0$  — осциллограмма ослабления пучка нейтральных атомов водорода;  $i$  — ток разряда;  $V = 30$  кэ,  $H_0 = 1$  кэ,  $p = 3.3$  мтор. Период разряда 2 мксек

тральных пучков, определялся из фоторазверток поперечной щели, производимых электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) (10 на фиг. 4). Исследование структуры, измерение скорости ударных волн и эффективности нагрева при больших числах Маха производились с помощью двух магнитных зондов диаметром 3 мм, расположенных на расстояниях от осп камеры  $r = 0.5$  см и  $r = 2.5$  см в средней плоскости катушки, а также скоростной съемки ЭОП (10 на фиг. 4), рентгеновского и нейтронного спектрометров (11 на фиг. 4)<sup>1</sup>.

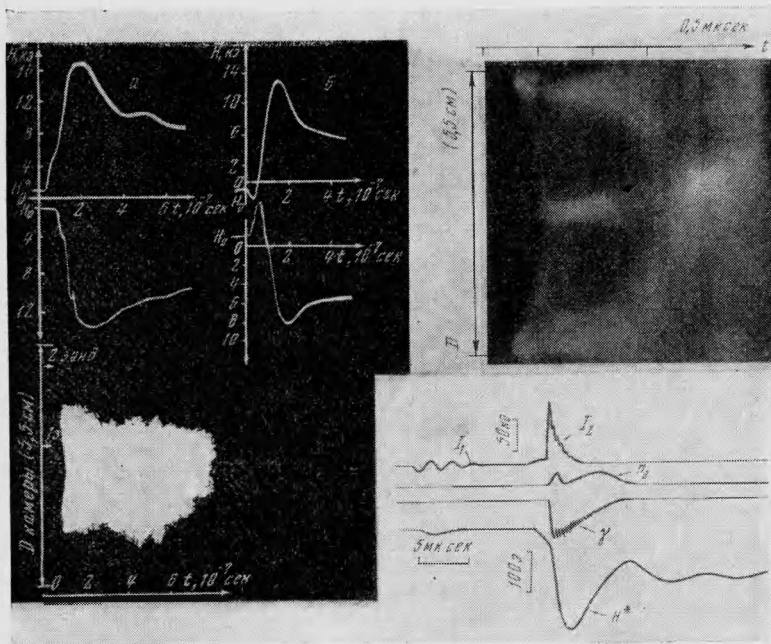
На фиг. 6 представлены осциллограммы двух магнитных зондов, иллюстрирующие формирование фронта ударной волны при прямой (фиг. 6, а) и обратной (фиг. 6, б) полярностях начального магнитного поля  $H_0 = 1$  кэ для  $n = 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Полученные результаты показывают, что предельное число Маха в описываемых опытах ограничивалось значением

$$M = \frac{u}{v_{A0}} \approx 5,$$

$$v_{A0} = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n m_i}} \approx 10^7 \text{ см/сек}$$

<sup>1</sup> Использовался нейтронный спектрометр, разработанный А. Г. Пономаренко и В. Н. Стибуновым, сотрудниками ИЯФ СО АН СССР.

Здесь  $u$  — скорость ударной волны,  $v_{A0}$  — альфвеновская скорость в невозмущенной плазме. В момент прихода ударной волны к оси камеры переменное магнитное поле в витке  $H^*$  достигало 12 кэ. Существенная нестационарность процесса формирования волны, объясняемая малым поперечным размером камеры, затрудняет получение информации о ширине ее фронта.



Фиг. 6. Формирование радиальной ударной волны: а)  $H^* \uparrow H_0$ . Внизу — фоторазвертка свечения поперечного размера плазмы, полученная ЭОП; б)  $H^* \downarrow H_0$ .

Фиг. 7. Нейтронное и рентгеновское излучения плазмы, возникающие при прохождении ударной волны,  $I_1$  — ток предварительной ионизации,  $I_2$  — ток в ударном витке,  $n^0$  — нейтроны,  $\gamma$  — рентгеновское излучение,  $H^*$  — сигнал магнитного зонда, расположенного на расстоянии 10 см от витка. Вверху — развертка свечения поперечной щели под ударным витком,  $H^* \uparrow H_0$ ,  $H_0 = 1$  кэ,  $n = 2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ .

Некоторые данные могут быть приведены для момента прохождения волны через периферийный зонд. Предполагая, что скорость ударной волны определяется соотношением

$$u = \frac{H_0 + H^*}{2 \sqrt{4\pi n t_i}}$$

из осциллограмм фиг. 6 находим значение ширины фронта  $\sim 0.6$  см. Поскольку число Маха к этому моменту равно примерно трем, то полученный результат согласуется с данными работ [2, 17, 18], в которых ширина фронта при  $M > 3$  удовлетворительно описывается соотношением  $\Delta \geq \geq 10 c / \omega_{ce}$ . Зонд, расположенный вблизи оси камеры ( $r = 0.5$  см), регистрировал фронт двойной структуры с более пологой передней частью и характерным размером  $\Delta \sim 20 c / \omega_{ce}$ .

Скорость ударной волны, определенная по показаниям магнитных зондов и скоростной развертке свечения поперечной щели в витке (ЭОП), оказалась равной в этот момент  $\sim 5 \cdot 10^7$  см/сек, что соответствует числу Маха  $\sim 5$ .



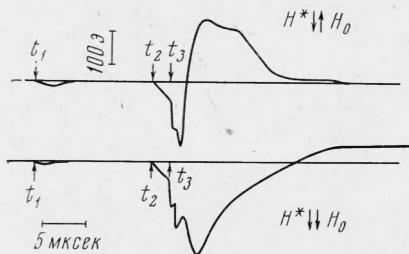
Далее, из фиг. 6 видно что при обратной полярности начального поля ( $H^* \downarrow H_0$ ) ударная волна, пересекая зонд, расположенный на расстоянии  $r = 0.5$  см, имеет амплитуду  $\sim 5$  кэ. Используя эти данные можно оценить конечный размер плазменного шнура, необходимый для определения энергии ионов по выходу нейтронов в момент кумуляции.

Полное число нейтронов, зарегистрированное в этот момент ( $\Delta t \sim 10^{-6}$  сек) спектрометром, работавшим в режиме счета отдельных квантов, после калибровки на нейтронном генераторе оказалось равным  $\sim 10^7$ .

Отсюда получаем значение температуры ионов дейтерия  $\geq 2$  кэв. Результаты измерения температуры электронов находятся еще в стадии обработки. Предварительные данные, полученные на двухканальном рентгеновском спектрометре дают значение  $T_e \lesssim 1$  кэв.

Нейтронное и рентгеновское излучения плазмы, возникающие при прохождении ударной волны ( $H^* \uparrow H_0$ ), представлены на фиг. 7. Причина появления второго пика нейтронного излучения еще не установлена.

В настоящее время можно только



Фиг. 8. Формирование продольной ударной волны;  $t_1$  — момент включения тока предионизации,  $t_2, t_3$  — моменты начала зарядки и срабатывания линии,  $H_0 = 1$  кэ,  $n = 2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$

предположить, что он связан с взаимодействием вытекающего из-под витка потока нагретой плазмы с предварительной плазмой, играющей роль мишени на фронте ударной волны, распространяющейся в аксиальном направлении.

Остановимся на некоторых результатах исследования вытекания плазмы вдоль магнитного поля после кумуляции волны под витком. Развертка свечения поперечной щели, полученная ЭОП (фиг. 7), показывает, что плазменный шнур в стадии максимального сжатия имеет размер  $\sim 1$  см в согласии с показаниями зондов для случая  $H^* \downarrow H_0$ .

Ввиду отсутствия пробочной конфигурации магнитного поля в ударном витке нагретая плазма имела возможность свободно вытекать в аксиальном направлении. На фиг. 8 представлены осциллограммы с магнитного зонда, расположенного на расстоянии 10 см от края ударного витка, на которых видно, что сверхзвуковое движение горячей плазмы  $v \geq 2v_{A0}$  генерирует магнитное возмущение, имеющее вид ударной волны [19]. Оценка ширины фронта описываемого возмущения дает величину  $\Delta \sim 5$  см, что совпадает с поперечным размером камеры. Это обстоятельство, по-видимому, ограничивало максимальную амплитуду возбуждаемого магнитного поля.

3. Таким образом, полученные выше результаты показывают, что согласно теории [4] при больших числах Маха происходит формирование ударной волны в бесстолкновительной плазме с характерным фронтом магнитного возмущения  $\Delta \sim 20c / \omega_{0e}$ .

Вследствие большой величины параметра  $\lambda \sim 3.5$  в данных опытах не оказалось возможным использовать всех преимуществ примененного накопителя энергии в виде длинной линии с малым волновым сопротивлением. Однако достигнутые в конечной стадии сжатия параметры плазмы ( $n \sim 2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $T_i \sim 2$  кэв,  $T_e \lesssim 1$  кэв) (фиг. 1) показывают, что имеется удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных значений для энергии ионов.

Простая оценка показывает, что реальное к.п.д. системы достигает в рассматриваемом случае величины  $\eta \sim 1\%$  при начальном запасе энер-

гии  $\sim 2$  кдж. Практически довольно не сложно в ближайшее время получить соотношение  $I_a / I_k = \lambda \ll 1$ , что должно привести к увеличению  $\eta$  до 5% и энергии ионов при  $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  до значений  $\geq 10$  кэв.

Получение ионов с энергией  $\sim 10$  кэв в течение первой фазы быстрого сжатия на обычных установках типа  $\theta$ -пинч с емкостными накопителями потребовало бы начального запаса энергии  $\sim 10^6$  дж.

Итак, из изложенного выше можно заключить, что имеется реальная возможность использовать сверхбыстрый  $\theta$ -пинч с накопителем в виде высоковольтной линии, как эффективный метод нагрева плазмы до термоядерных температур за время  $\sim 10^{-7}$  сек.

Столь малое время передачи энергии ионам и электронам плазмы от внешнего магнитного поля является основой оптимистического предположения о невозможности развития за это же время каких-либо существенных макроскопических неустойчивостей.

Вполе естественно, что дальнейшее успешное продвижение в область энергий ионов  $\sim 10$ —100 кэв будет существенно зависеть от того, насколько детально будет понимание механизма диссипации на фронте сверхсильных ударных волн и от технического прогресса в области создания высоковольтных накопительных систем.

Авторы благодарны Г. И. Будкеру и Р. Э. Сагдееву за постановку задачи, Р. И. Солоухину за интерес и внимание к работе и С. П. Шаламову за конструирование установки.

Поступила 14 VII 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Искольдский А. М., Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пономаренко А. Г. Возбуждение сильных бесстолкновительных ударных волн в дейтериевой плазме. ПМТФ, 1965, № 6.
2. Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пильский В. И., Сагдеев Р. Э. Механизм нагрева плазмы бесстолкновительными ударными волнами. Proc. II Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research. Culham, 1965, vol. 2; Vienna, Int. Atomic Energy Agency, 1966.
3. Осовец С. М. К теории быстрых процессов. В сб.: «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», М., Изд-во АН СССР, 1958, т. 3.
4. Сагдеев Р. Э. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы», М., Атомиздат, 1964, вып. 4.
5. Vodin H. A. B., Green T. S., Niblett G. B. F., Reascook N. J., Quinn J. M. P., Reynolds J. A. The influence of trapped field on the characteristics of a magnetically compressed plasma. Nucl. Fusion, 1962, pt. 2, p. 521.
6. Jagoda F. C., Little E. M., Quinn W. E., Ribe F. L., Sawyer G. A. Plasma experiments with a 570-kj theta-pinch. J. Appl. Phys., 1964, vol. 35, No. 8.
7. Алиханов С. Г., Алиновский Н. И., Долгов-Савельев Г. Г., Еселевич В. Г., Куртмуллаев Р. Х., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е., Пильский В. И., Сагдеев Р. Э., Семенов В. Н. Развитие программы по ударным волнам без столкновений. Proc. III Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research, Novosibirsk, 1968; Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1969.
8. Vogen P., Lie Y. T., Rusbüldt D., Schluter J. Relaxation of ion pressure anisotropy and energy transfer between ions and electrons in high density plasma. Proc. III Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research, Novosibirsk, 1968; Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1969.
9. Goldman L. M., Kilb R. W., Pollock H. C., Reynolds J. A. Low density theta-pinch experiments. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 3.
10. Andelfinger C., Decker G., Funfer E., Heiss A., Keilhacker M., Sommer J., Ulrich M. «Isar-1» — a fast megajoule theta-pinch experiment extremely high compression fields. Proc. II Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research, 1965, vol. 1, Culham; Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1966.
11. Goldenbaum G. Experimental study of collision-free shock waves and anomalous electron heating. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 9.

12. Hintz E. Experimental results on the generation and on the structure of collisionless shock waves. Proc. III Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research, Novosibirsk, 1968; Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1969.
  13. Schumacher U. Measurements of the ion energy distribution function and density profile in strong shock waves. Proc. III Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research, Novosibirsk, 1968; Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1969.
  14. Chodura R., Keilhacker M., Kornherr M., Niedermayer H. Investigation of energy dissipation in collisionless shock waves. Proc. III Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research, Novosibirsk, 1968; Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1969.
  15. Desilva A. W., Düchs D. F., Goldenbaum G. C., Griem H. R., Hintz E. A., Kolb A. C., Künze H. J., Vitkovitsky I. M. Collisionless shock waves and turbulent heating in high voltage theta-pinches. Proc. III Internat. Conf. on Plasma Phys. and controlled nuclear fusion research, Novosibirsk, 1968; Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1969.
  16. Alinovskiy N. I., Nesterikhin Ju. E., Pakhtusov B. K. Hydrogen plasma diagnostics by a three component fast neutral particle beam ( $H^0$ ,  $H_2^0$ ,  $He^0$ ). VIII Internat. Conf. on phenomena in ionized gases. Austria, Vienna, 1967.
  17. Paul J. W. M., Parkinson M. J., Sheffield J., Holmes L. S. Experimental observation of collisionless shock waves in a magnetized plasma. Proc. VII Internat. Conf. on phenomena in a ionized gases. Beograd, 1965; Beograd, Gradevinska knjiga publishing hous, 1966.
  18. Загородников С. П., Смолкин Г. Е., Шолин Г. В. Разрушение фронта прямых магнитозвуковых ударных волн в разреженной плазме при больших числах Маха. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 5.
  19. Нестерихин Ю. Е., Пономаренко А. Г., Ябочников Б. А. О генерации бесстолкновительных ударных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля. Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, вып. 10.
-