

9. Olsen H. N. The electric arc as a light source for quantitative spectroscopy. J. Quantit. Spectros. and Radiat. Transfer, 1963, vol. 3, No. 4, p. 305.
10. Popovoe S. H., Shumaker J. Arc Measurement of some Argon Transition probabilities. J. Res. Nat. Bur. Standarts A, 1965, vol. A, p. 495.
11. Bates D. R., Kingston A. E., McWhirter R. W. P. Recombination between electrons and atomic ions. Proc. Roy. Soc. A, 1962, vol. 267, No. 1331.
12. Hinnoy E., Hirschberger J. Electron. Ion Recombination in Dense Plasmas. Phys. Rev., 1962, vol. 125, No. 3.
13. Brewer L. E., McGregor W. K., Dooley M. The influence of metastable atoms of the population of excited states in a thermal plasma. J. Opt. Soc. America, 1962, vol. 52, p. 829.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛН В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Ю. А. Березин, Р. Х. Куртмуллаев
(Новосибирск)

В последнее время экспериментально и теоретически изучаются волны конечной амплитуды и ударные волны, распространяющиеся в достаточно разреженной замагниченной плазме. Теория таких плоских установившихся волн построена в [1]. Большой интерес представляет рассмотрение нестационарных волновых движений плазмы, возбуждаемых «магнитным поршнем», т. е. магнитным полем, нарастающим на границе плазма — вакуум по некоторому определенному закону.

В настоящей работе рассматриваются закономерности, присущие сильным цилиндрическим волнам, распространяющимся в холодной разреженной плазме, и проводится сравнение экспериментальных результатов с численным решением соответствующей системы уравнений, выполненным на ЭВМ. В экспериментах плазма с замороженным продольным магнитным полем H_0 быстро сжималась внешним полем $H_{\sim}(t)$, которое создавалось при помощи ударного витка, охватывающего объем, занятый плазмой. Изучение профиля волн проводилось по показаниям магнитных зондов, располагавшихся на различных расстояниях от оси системы. Более подробное описание методики экспериментов и их результаты представлены в [2]. В «машинном эксперименте» плазма предполагается квазинейтральной, полностью ионизованной, холодной ($nT \ll H^2 / 8\pi$) и описывается уравнениями макроскопического движения электронной и ионной компонент и уравнениями Максвелла с самосогласованными электромагнитными полями. Если волна распространяется строго поперек магнитного поля, то задача является одномерной (все величины зависят только от радиуса r и времени t).

Математическая постановка этой задачи и некоторые результаты расчетов представлены в [3]. Для возбуждения волн, распространяющихся поперек магнитного поля, поверхность плазмы должна быть параллельна полю H_0 , и давление $1/8 H_{\sim}^2 / \pi$ вдоль этой поверхности должно быть однородно, что определяется геометрией токонесущих проводников. Для цилиндрического соленоида эта неоднородность зависит от отношения радиуса R к длине l .

Присутствие однородного столба проводящей плазмы значительно улучшает однородность магнитного давления. Если зазор a , разделяющий поверхности токонесущего проводника и плазмы, достаточно мал, по сравнению с их длиной, то давление магнитного поля на границе плазмы будет однородным всюду, кроме расстояний порядка a/l на концах системы, хотя отношение R/l может быть и не очень малым. В этом случае магнитный поршень движется поперек магнитного поля. Если плазма перед сжатием имеет существенные неоднородности, то волна, как показывает эксперимент, не распространяется строго поперек магнитного поля и задача не является одномерной. Однако и в этом случае можно для расчетов воспользоваться одномерной моделью, если ввести в уравнения некоторый эффективный средний угол θ между направлением поля H_0 и плоскостью фронта волны, как это сделано в [4]. В настоящей работе изучается случай поперечного распространения цилиндрических волн.

Обозначения

H_0 — постоянное магнитное поле;	Δ — ширина фронта волны;
H_{\sim} — переменное внешнее магнитное поле;	σ — эффективная проводимость плазмы;
ρ — массовая плотность плазмы;	w — диффузионная скорость;
$T_i(e)$ — температура ионов (электронов);	ω_+ — гибридная частота;
U — скорость волны;	u — скорость поршня;
M — число Маха;	δ — ширина осцилляции;
V — альфвеновская скорость;	R — начальный радиус плазменного шнура;
ν — эффективная частота соударений;	Ω_0 — плазменная ионная частота.
ω_{0e} — плазменная электронная частота;	

1. **Постановка задачи.** Если диссипация невелика (т. е. невелико трение между компонентами плазмы), то профиль возмущения, распространяющегося в плазму под действием магнитного поршня, принимает осцилляторную форму: в плазме будет распространяться пучок волн с нарастающей в направлении движения амплитудой (как следует из [1], такой рост амплитуды возможен до значения $H = 3H_0$, после чего происходит «опрокидывание» волны и движение становится многопоточковым). В случае отсутствия диссипации число осцилляций непрерывно увеличивается и не существует установившегося профиля. Если учесть диссипацию, то возможна установившаяся ударная волна с осцилляторной структурой. В лабораторном эксперименте оказывается затухающим созданием условий, при которых образуется установившаяся ударная волна. В случае цилиндрической геометрии невозможно реализовать стационарный процесс, так как движение волны к оси системы приводит к существенной перестройке этой волны (амплитуда при приближении к оси резко возрастает). Однако и здесь можно рассматривать при наличии диссипации «установившуюся» волну при условии, что ширина Δ сформировавшегося фронта достаточно мала по сравнению с расстоянием r до оси. Согласно [1] — эта ширина фронта или полная длина затухания осцилляций

$$\Delta \approx U / \nu \quad (1.1)$$

Здесь U — скорость ударной волны относительно невозмущенной плазмы, ν — эффективная частота соударений. Поэтому профиль волны можно считать в какой-то мере установившимся при условии

$$U / \nu = MV / \nu \ll r \quad (1.2)$$

где M — число Маха. Кроме того, естественно, линейный размер осцилляции должен быть мал по сравнению с радиусом, т. е.

$$c / \omega_{0e} \ll r \quad (\omega_{0e} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e})$$

Если радиус системы $r \approx 8$ см, то эти требования выполняются для следующих параметров начального (невозмущенного) состояния плазмы:

$$n_0 \sim (10^{12} - 10^{13}) \text{ см}^{-3}, \quad H_0 \sim (0.2 - 1) \text{ кэ}, \quad \nu \sim (10^8 - 10^9) \text{ сек}^{-1}, \quad M \lesssim 3 \quad (1.3)$$

Кроме того, профиль волны можно считать «установившимся», если его перестройка, вызванная изменением магнитного поля на границе плазмы за время прохождения волны мимо зонда, не существенна

$$\frac{dH}{dt} \frac{\Delta}{U} \ll H_{\max} \quad (1.4)$$

Здесь $H \sim (t)$ — внешнее импульсное поле, H_{\max} — амплитуда поля в волне (для синусоидального закона изменения поля $H \sim$). Это условие удовлетворительно выполнилось при следующих параметрах:

$$H \sim (2 - 8) H_0, \quad \omega \sim (2 - 5) \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1} \quad (1.5)$$

Применительно к параметрам (1.3), (1.5) и проводились расчеты. Теперь рассмотрим подробно установление и характер цилиндрических волн.

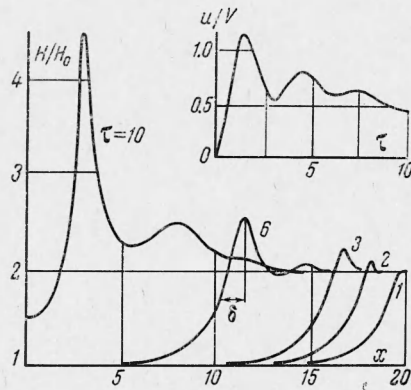
2. **Переходные процессы.** Под этим термином будем понимать явления, имеющие место с момента нарастания магнитного поля (включения поршня) до установления профиля волны в смысле, указанном выше. Конкретный характер переходных процессов определяется, помимо нелинейных и дисперсионных эффектов, следующими факторами: 1) законом нарастания внешнего поля $\dot{H} = A f(t)$, где A — амплитуда; 2) эффективной частотой соударений ν (от этой величины зависит скорость диффузии магнитного поля); 3) отношением радиуса системы R к характерному размеру осцилляции c / ω_{0e} .

При включении поршня граница плазменного столба начинает двигаться к оси и образуется цилиндрическая область сжатия. В пренебрежении диффузией магнитного поля ($\nu = 0$), если скорость поршня u больше альфвеновской скорости $V = H_0 / \sqrt{4\pi \rho_0}$, возмущение нарастает, не отрываясь от поршня до тех пор, пока скорость возмущения не превысит скорости поршня. В этот момент происходит отщепление возмущений. Если скорость поршня u меньше альфвеновской скорости, то малые возмущения непрерывно отходят от поршня.

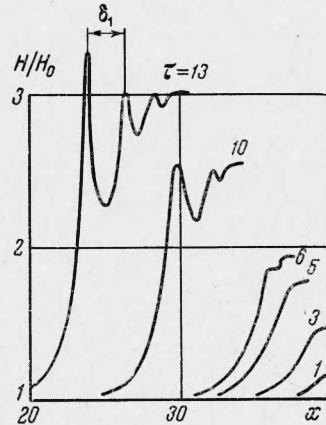
Скорость поршня u со временем возрастает, поэтому профиль возмущения имеет спадающий примерно экспоненциально по направлению к оси вид. Если принять во внимание трение ($\nu \neq 0$), то происходит диффузия магнитного поля, что эквивалентно дополнительному переносу «подножья» возмущения с диффузионной скоростью

$$w \sim \frac{c}{\sqrt{4\pi \sigma t}} \quad \left(\sigma = \frac{ne^2}{m_e \nu} \right)$$

По мере продвижения возмущения начинают сказываться нелинейные эффекты, приводящие к укрупнению профиля возмущения. При этом первоначально экспоненциальный профиль принимает колоколообразную форму. Когда локальная скорость гребня становится больше величины $V + w$, то от поршня отщепляется первая осцилляция. Заметим, что до установления такого профиля скорость подножья остается примерно постоянной и равной $V + w$.



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Пространственный профиль магнитного поля в различные моменты времени и зависимость скорости поршня от времени для «экспоненциального» режима $R = 20c/\omega_{0e}$, $\nu = 0.5\omega_+$

Фиг. 2. Пространственный профиль магнитного поля в различные моменты времени для «синусоидального» режима $R = 40c/\omega_{0e}$, $\nu = 0$

На фиг. 1—10 приведены результаты расчетов, причем фиг. 1 соответствует «экспоненциальному» поршню $H_{\sim}(t) = H_0 [1 + A(1 - e^{-\omega t})]$, а фиг. 2—10 — «синусоидальному» поршню $H_{\sim}(t) = H_0 (1 + A \sin \omega t)$. В случае «экспоненциального» поршня скорость границы плазмы u быстро возрастает, достигая значения

$$V = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n_0 m_i}} \quad \text{при } t = t_0 \sim \frac{c}{\omega_{0e} V}$$

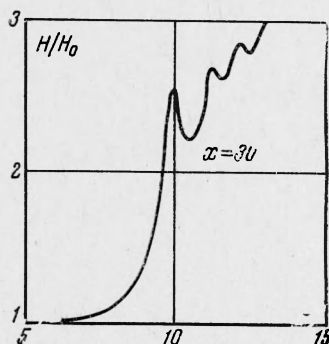
При $t < t_0$, когда $u < V$, образуется уходящее вперед подножье. В момент $t = t_1 \geq 2c/\omega_{0e} V$, когда скорость волны становится больше скорости поршня, возмущение от поршня отщепляется. В рассматриваемом режиме возмущение при $t_0 < t < t_1$ имеет размер, примерно равный c/ω_{0e} , поэтому в момент $t = t_1$ происходит отщепление сформировавшейся осцилляции. Переходным процессам соответствуют времена $0 < t \leq 2c/\omega_{0e} V_A$. Случай «синусоидального» поршня, более близкий к реальному эксперименту, исследовался значительно подробнее: при различных амплитудах внешнего поля ($A = 4, 8$), при различных относительных начальных радиусах плазменного столба ($R\omega_{0e}/c = 20, 30, 40$), что по существу соответствует разным начальным концентрациям, и при различной величине диссипации ($\nu/\omega_+ = 0, 0.5, 1, 2, 3, 5$).

В случае «синусоидального» поршня скорость нарастания внешнего поля меньше, что приводит к более сильному «вытягиванию» подножья. Фиг. 2, 4, 5, 6 иллюстрируют описанную выше последовательность процессов, приводящих к установлению равновесной крутизны профиля. Нужно отметить, что отщепление первой осцилляции происходит при прохождении поршнем определенного расстояния, зависящего от величины диссипации и скорости нарастания внешнего поля.

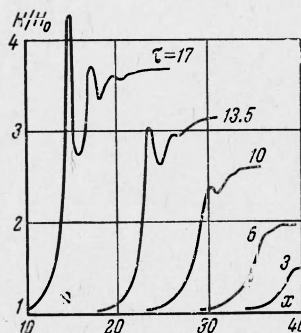
Экспериментально эту фазу удобно исследовать при встречной ориентации полей H и H_{\sim} , так как в данном случае область волны и поршень в течение всего процесса четко отделены, а особенности, связанные с ориентацией полей, не меняют в качественном отношении характера процесса. На фиг. 11 представлены осциллограммы, полученные с зондов, расположенных на различных расстояниях от стенки камеры. Зонд 1, расположенный на расстоянии ~ 1 см, фиксирует резкую область скачка поля, но волна сжатия еще не сформировалась. Зонд 2, расположенный на расстоянии, при-

мерно равном половине радиуса камеры, регистрирует сформировавшуюся осцилляцию, причем после ее отщепления $U > V$, $u > V$ ($V \approx 10^7$ см/сек, $u \approx 1.5 \cdot 10^7$ см/сек, $U \sim 4 \cdot 10^7$ см/сек).

Протекание переходного процесса существенно зависит от величины диссипации. Если отношение $M\omega_+ / \nu \leq 1$, то профиль является аperiodическим и его ширина составляет несколько длин дисперсии c / ω_{0e} . Это условие выполняется при больших диссипациях ($\nu / \omega_+ = 5$, фиг. 6, 7). Если отношение $M\omega_+ / \nu > 1$, что имеет место при $\nu / \omega_+ \leq 3$, то профиль обладает осцилляторной структурой. «Установление» фронта волны заканчивается, когда образуется число осцилляций, равное $M\omega_+ / \nu$.



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Временной профиль поля в точке $x = r\omega_{0e}/c = 30$ ($R = 40 c/\omega_{0e}$, $\nu = 0$)

Фиг. 4. Пространственный профиль магнитного поля. $R = 40 c/\omega_{0e}$, $\nu = 0,5 \omega_+$

Образование нескольких осцилляций, однако, возможно, если магнитное давление на границе продолжает нарастать после отщепления первой осцилляции; в противном случае в плазме будет распространяться уединенная волна. Для установления профиля необходимо, кроме того, чтобы время от момента формирования первой осцилляции t_1 до момента «опрокидывания» волны t^* или кумуляции t_* было достаточным для формирования и отщепления всех осцилляций, которые должны входить в установившийся профиль, т. е.

$$t^*(t_*) - t_1 > \Delta / U \sim 1 / \nu \quad (2.1)$$

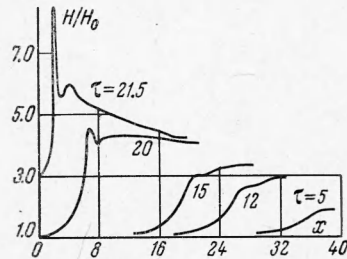
Времена t^* и t_1 являются функциями амплитуды внешнего поля A и величины диссипации ν / ω_+

ν/ω_+	$t_1 \frac{\omega_{0e}V}{c}$	$t^* \frac{\omega_{0e}V}{c}$	H_*/H_0	M_*	$\frac{\delta\omega_{0e}}{c}$
0	—	—	3.3	2.15	0.6
0.5	6	17	4.2	2.6	0.5
1	8	19	4.5	2.75	0.6
2	13	21.5	—	—	—
5	—	22.5	—	—	—

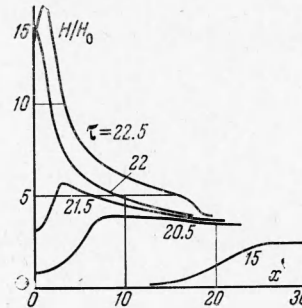
Эти данные получены из решения для случая $R = 40 c / \omega_{0e}$, $A = 8$.

Рассмотрим вопросы, связанные с «опрокидыванием» волны и ее отражением от оси системы. Расчеты, выполненные на основании модели, указанной во введении, показывают, что в течение определенного промежутка времени $t = t_*$, зависящего от параметров системы, амплитуда волны достигает значения, при котором плотность плазмы ρ сильно возрастает ($1/\rho \rightarrow 0$). Этот момент $t = t_*$ можно, по-видимому, считать моментом, предшествующим моменту «опрокидывания» волны. В зависимости от параметров системы (амплитуды поля, начального радиуса и величины диссипации) здесь можно рассмотреть два случая: 1) к моменту «опрокидывания» $t = t_*$ вся волна (вместе с «подножием») находится далеко от оси (кумуляция еще не проявляется); 2) «опрокидывание» волны происходит почти одновременно с резким нарастанием поля на оси вследствие кумуляции. В первом случае параметры волны перед «опрокидыванием» (M_* , H_* , δ) близки к значениям, получаемым из теории установившихся плоских волн (для установившейся плоской волны $H_* = 3H_0$, $M_* = 2$).

Во втором случае становится существенной цилиндричность, сильно возрастает «подножье»; при этом параметры волны перед «опрокидыванием» сильно отличаются от теоретических значений для плоских волн, которыми в этом случае нельзя, естественно, пользоваться. Такая ситуация имеет место при достаточно большой диссипации ($\nu / \omega_+ \geq 2$). Например, при $\nu / \omega_+ = 5$ (фиг.6) вследствие сильной диффузии магнитного поля формирование равновесной кругизны профиля завершается почти одновременно с кумуляцией волны, и «опрокидывание» фиксируется уже после отражения волны от оси системы.



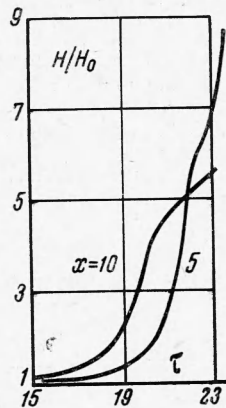
Фиг. 5



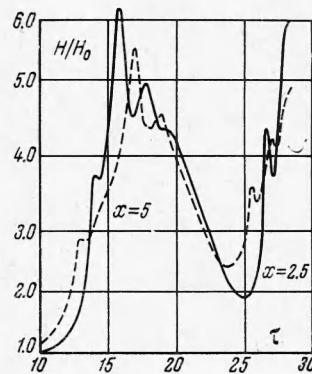
Фиг. 6

Фиг. 5. Пространственный профиль магнитного поля: $R = 40 c/\omega_{0e}$, $\nu = 5 \omega_+$.
Фиг. 6. Пространственный профиль магнитного поля: $R = 40 c/\omega_{0e}$, $\nu = 5 \omega_+$.

Если условие (2.1) не выполняется, что имеет место при уменьшении диссипации и начального радиуса системы, то «опрокидывание» передней осцилляции происходит до того, как формируется шлейф; в этом случае нельзя говорить об установившемся профиле даже в ограниченном смысле.



Фиг. 7

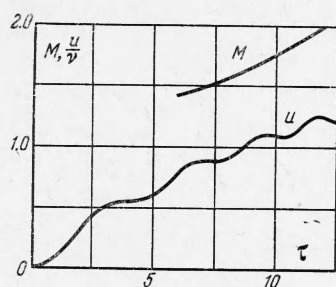


Фиг. 8

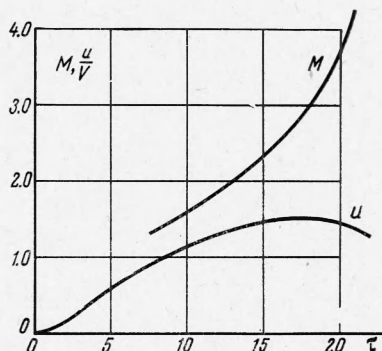
Фиг. 7. Временной профиль магнитного поля в точках $x = 5$ и $x = 10$, $R = 40 c/\omega_{0e}$, $\nu = 5 \omega_+$.
Фиг. 8. Временной профиль магнитного поля в точках $x = 2.5$ и $x = 5$, $R = 20 c/\omega_{0e}$, $\nu = 0.5 \omega_+$.

Если параметры системы таковы, что волна может дойти до оси без «опрокидывания», то происходит ее кумуляция, при которой магнитное поле вблизи оси сильно возрастает (фиг. 6). После кумуляции происходит отражение волны: при этом на оси системы регистрируется ослабление поля, а на периферии — расходящаяся волна, которая вновь испытывает тенденцию к укрупнению в направлении распространения. Как следует из расчетов, при больших диссипациях «опрокидывание» волны может происходить уже после ее кумуляции и отражения от оси. Например, в случае $A = 8$, $R = 40 c/\omega_{0e}$, $\nu/\omega_+ = 5$ кумуляция соответствует момент времени $t \leq 22 c/\omega_{0e} V$, а «опрокидывание» происходит при $t \geq 22.5 c/\omega_{0e} V$. На фиг. 8, приведен временной профиль магнитного поля при $R = 20 c/\omega_{0e}$, $\nu/\omega_+ = 0.5$. В этом случае прослежено отражение волны от оси после кумуляции и повторное сжатие столба с возбуждением новой цилиндрической волны.

3. Динамика «поршня» и волны. Рассмотрим движение границы плазмы под действием внешнего нарастающего поля в «синусоидальном» случае. Оказывается, что характер движения границы существенно связан с возникновением осцилляций. Особенно хорошо это заметно в случае отсутствия диссипации. На фиг. 9 приведена зависимость скорости границы от времени при следующих значениях параметров. $R = 40 c / \omega_{pe}$, $A = 8$, $\omega = 0.02\omega_+$, $\nu = 0$. Эта зависимость имеет явно выраженный немонотонный характер. Сначала граница начинает ускоряться, поскольку внешнее магнитное поле возрастает. Затем это движение замедляется, скорость в течение некоторого времени остается примерно постоянной, после чего скорость снова увеличивается; кривая $u = u(t)$ имеет, таким образом, несколько точек перегиба. Число таких «циклов» скорости соответствует числу образовавшихся осцилляций.



Фиг. 9.



Фиг. 10

Фиг. 9. Зависимость скоростей поршня и волны от времени при отсутствии диссипации ($\nu = 0$)

Фиг. 10. Зависимость скоростей поршня и волны от времени при большей диссипации ($\nu = 5 \omega_+$)

Немонотонная зависимость $u(t)$ связана с возрастанием поля вблизи границы, когда скорость волны U и скорость поршня u становятся соизмеримыми. Первая точка перегиба соответствует формированию на профиле первой осцилляции ($t \approx 4.5 c / \omega_{pe} V$). При этом магнитное поле вблизи границы с внутренней стороны сравнивается с внешним полем. Когда первая осцилляция отщепляется, то магнитное поле в плазме вблизи границы уменьшается и поршень под действием магнитного давления вновь ускоряется ($t \approx 5.5 c / \omega_{pe} V$). Это приводит к формированию второй осцилляции и т. д. При наличии диссипации немонотонный характер зависимости скорости поршня от времени сглаживается и при $\nu \geq \omega_+$ эти «колебания» поршня исчезают (фиг. 10).

Общий ход зависимости $u(t)$ при наличии диссипации от ее величины почти не зависит. Скорость границы монотонно возрастает, достигает максимального значения $u_{\max} \approx 1.5 V$ к моменту времени $t \approx (18-19) c / \omega_{pe} V$, а затем начинает убывать. Это связано с тем, что по мере продвижения поршня к оси магнитное поле в плазме возрастает и поршень начинает с некоторого момента тормозиться. Особенно сильно это проявляется при больших диссипациях (фиг. 10), когда кумуляция волны и ее отражение происходят до «опрокидывания».

Исходя из указанного изменения скорости границы с течением времени, можно сделать некоторые заключения о характере переходных процессов в зависимости от величины диссипации. При отсутствии диссипации формирование волны происходит непосредственно у границы плазмы и каждая осцилляция отщепляется под действием поршня вблизи границы. Возникающие при этом колебания амплитуды магнитного поля, естественно, должны приводить к изменению скорости поршня. Если величина диссипации достаточно велика, то возмущение вследствие диффузии становится более «размазанным», пологим; нелинейные эффекты начинают действовать позднее, чем при отсутствии диссипации, когда возмущение отходит от поршня. Вследствие этого отщепление осцилляции происходит сравнительно далеко от границы плазмы и не влияет на магнитное поле внутри плазмы вблизи поршня, а стало быть, и на скорость поршня. Поэтому зависимость $u(t)$ при $\nu / \omega_+ \geq 1$ монотонна. Заметим также, что максимальная скорость поршня зависит от концентрации плазмы и амплитуды внешнего поля.

На фиг. 9, 10 приведены также зависимости средней скорости цилиндрической волны от времени, вычисленной по перемещению точки на переднем фронте волны, в которой магнитное поле составляет половину максимального значения.

4. Структура цилиндрических волн. Рассмотрим на основании полученных численных решений (фиг. 2—8) и экспериментальных результатов структуру цилиндрических волн, распространяющихся к оси системы. В этом отношении представляют интерес следующие вопросы: при каких условиях волна имеет осцилляторную структуру, каково число осцилляций в установившейся волне, какова ширина этих осцилляций. Наличие осцилляторной структуры зависит от величины диссипации: при малой диссипации ($v/\omega_+ \lesssim 3$ при $A = 8, R = 40 c/\omega_{0e}$) цилиндрическая волна состоит из ряда осцилляций, при большой диссипации ($v/\omega_+ > 3$) осцилляции не проявляются и профиль волны определяется в основном цилиндрической геометрией (рост магнитного поля и плотности при приближении волны к оси). Осцилляторный либо монотонный характер профиля зависит также от амплитуды внешнего магнитного поля. При меньших амплитудах внешнего поля осцилляторная структура исчезает при меньших значениях диссипации. Например, при $A = 4$ профиль не имеет осцилляторного характера при $v/\omega_+ = 2$, в то время как при той же величине диссипации, но при амплитуде $A = 8$ имеет место осцилляторная структура. Подобную закономерность можно объяснить тем, что при меньших амплитудах внешнего магнитного поля скорость поршня меньше, чем при больших амплитудах, и «размазывание» профиля за счет диффузии магнитного поля не успевает компенсироваться его нелинейным укручением, а только при такой компенсации возможно образование профиля с осцилляторной структурой.

При наличии диссипации ширина фронта плоской ударной волны с осцилляторной структурой определяется формулой (1.1), т. е.

$$\Delta \approx \frac{M\omega_+ c}{v \omega_{0e}}$$

Сравнение длины шлейфа Δ (которую можно назвать шириной фронта), полученной из расчетов, с вычисленной по формуле (1.1) показывает, что при условиях, когда волну можно считать установившейся ($\Delta \ll R$), эти величины согласуются достаточно хорошо

v/ω_+	M	$M\omega_+/v$	Δ
0.5	2.5	5	5—6
1	2.8	2.8	3—4
2	3.9	2	2—3

Эти данные получены из решения для случая $A = 8, R = 40 c/\omega_{0e}$. При меньших значениях амплитуды A и начального радиуса такого согласия нет в силу того, что процесс установления не успевает закончиться до кумуляции волны. Если ширина переднего фронта определяется диффузией магнитного поля (при наличии диссипации), то она должна быть по порядку величины равна

$$\delta \sim \frac{c^2}{4\pi\sigma U} - \frac{v}{\omega_+ M} \frac{c}{\omega_{0e}} \quad (4.1)$$

Из расчетов следует, что эта величина при $v \lesssim 2\omega_+$ гораздо меньше длины дисперсии, поэтому в рассматриваемых случаях (а в них-то и проявляется осцилляторная структура) ширина переднего фронта, точнее — ширина передней осцилляции, определяется дисперсионными эффектами. При достаточно больших диссипациях ($v/\omega_+ > 3$) ширина фронта определяется, скорее всего, формулой (4.1). Заметим, что в случае $v/\omega_+ = 5, A = 8$ получаемая из расчетов величина $\delta \approx 2.7 c/\omega_{0e}$ больше вычисленной по формуле (4.1). Это обстоятельство связано с тем, что нет установления волны перед кумуляцией.

При отсутствии диссипации ($v = 0$) об «установившейся», даже в ограниченном смысле, волне говорить нельзя. В этом случае профиль состоит из ряда последовательных уединенных волн, которые непрерывно отщепляются от поршня, поэтому «длина шлейфа» непрерывно возрастает. При этом передние осцилляции распространяются с большей скоростью, чем последующие, поскольку их амплитуда больше и расстояние δ_1 между последовательными осцилляциями с течением времени увеличивается

$t \frac{\omega_{0e} V}{c}$	δ_1	δ_1'
7	2	—
8.5	2.7	—
10	2.7	1.7
11.5	3	2.1

Эти данные получены из решения для случая $v = 0, R = 20 c/\omega_{0e}, A = 8$. Во второй колонке указано расстояние между первой и второй осцилляциями, в третьей колонке — между второй и третьей.

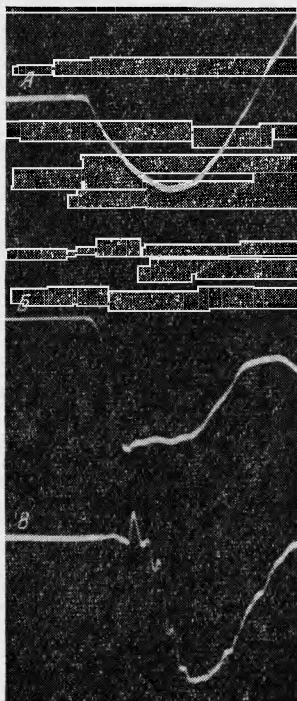
При $v \neq 0$ имеется ударная волна, которая при определенных условиях может стать установившейся (когда $\Delta \ll R$). Эту ударную волну можно отличить от дуга уединенных волн, образующегося при $v = 0$, по поведению длины шлейфа Δ и расстояния между последовательными осцилляциями δ_1 с течением времени. Как указано выше, в случае отсутствия диссипации величины Δ и δ_1 непрерывно увеличиваются. Когда

же имеется некоторая диссипация, то для ударной волны $\delta_1 \approx \text{const}$, $\Delta \approx \text{const}$, и за осцилляторным шлейфом, имеющим ограниченный размер, «тянется» примерно постоянный уровень магнитного поля вплоть до поршня. Эта область примерно постоянного поля увеличивается со временем, а осцилляторная область уходит вперед, причем $\Delta \approx \text{const}$.

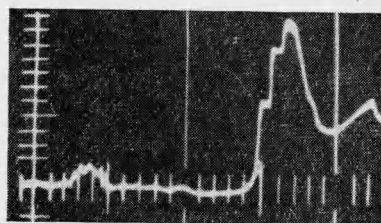
Временной профиль магнитных возмущений, регистрируемый неподвижным зондом, существенно зависит от параметров эксперимента (скорости волны U , эффективной частоты соударений ν , скорости нарастания магнитного поля dH_{\sim}/dt), а также от места r , где расположен зонд. Если

$$\Delta \sim \frac{U}{\nu} \ll r, \quad \frac{\Delta}{U} \ll \frac{H_{\max}}{dH_{\sim}/dt}$$

то форма сигнала с зонда приближается к пространственной структуре фронта волны



Фиг. 11



Фиг. 12

Фиг. 11. Формирование начального возмущения на периферии плазмы при встречной ориентации полей H_0 и H_{\sim} . Гелий, $n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 0,5 \text{ кэрст}$, $H_{\sim} = 4 \text{ кэрст}$: а) сигнал на магнитном зонде в отсутствие плазмы ($H_{\sim}(t)$) $T/2 = 1.1 \text{ мксек}$, б) токовый слой (поршень) вблизи стенки камеры (зонд 1), в) осцилляция, отщепленная от поршня (зонд 2, $r \sim R/2$)

Фиг. 12. Ударная волна с минимальной шириной передней части фронта (поля H_0 и H_{\sim} направлены одинаково). Гелий, $n_0 \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 280 \text{ эрст}$, $H_{\sim} = 1600 \text{ эрст}$. Мелкие масштабные метки — 10^{-8} сек . После первого максимума (кумуляция волны) наблюдаются колебания плазменного столба

(фиг. 3). По мере приближения зонда к оси системы характер сигнала отклоняется от характера пространственной структуры фронта вследствие быстрого кумулятивного нарастания поля во фронте (фиг. 7). Слишком же удаленный от оси зонд фиксирует лишь раннюю фазу установления волны, а именно, кажущийся «аперодический» профиль или неустановившийся шлейф. При изменении параметров (ν , начальной концентрации n_0 , H_{\sim}/H_0) оптимальная область расположения зонда перемещается. Сигнал с зонда при варьировании параметров эксперимента изменяется более существенно, чем пространственная структура волны. Необходимо отметить, что эффективная частота соударений ν в реальном эксперименте меняется вдоль фронта волны и с течением времени, что в «машинном эксперименте» не принималось во внимание. Кроме того, ввиду значительных трудностей, фаза процесса после «опрокидывания» волны в расчетах не исследуется. Это накладывает определенные ограничения на сравнение экспериментальных результатов с расчетами.

На фиг. 12 представлена осциллограмма магнитных возмущений в гелиевой плазме, полученная с зонда, расположенного на расстоянии $1/4 R$ от оси системы. Используемый в экспериментах осциллограф с полосой пропускания 200 мГц мог обеспечить регистрацию фронтов с минимальной длительностью

$$\sim \frac{c}{\omega_{0e} VM} = \frac{1}{\omega_+ M}$$

что для типичных условий составляет несколько сек^{-9} . В интервале времени, соответствующем бегущей волне ($\sim R/U$), форма наблюдаемых зондовых сигналов похожа на временную картину, полученную из расчетов. С включением тока ударного витка, возбуждающего «синусоидальный» поршень, магнитное поле на зонде в течение некоторого времени остается невозмущенным, а затем зонд фиксирует возмущение, быстро нарастающее до амплитуды, сравнимой с $\text{тах } H_{\sim}$. Форма сигнала, изображенного на фиг. 12, может быть интерпретирована как последовательность гребней на нарастающем среднем уровне. Минимальная ширина (временная) отдельных гребней приближается к значению $c/\omega_{0e}U$. Рассмотренная осциллограмма относится к минимальным концентрациям плазмы ($n_0 < 10^{12} \text{см}^{-3}$), при которых удалось возбудить ударные волны.

Ширина переднего фронта, как следует из приведенных выше соотношений, может быть больше длины дисперсии c/ω_{0e} , если $v > \omega_+$. Однако, если принять во внимание только парные кулоновские соударения, то для высокоионизованной плазмы с концентрацией $n \sim 10^{12}-10^{13} \text{см}^{-3}$ и начальной температурой $\sim 10 \text{ эв}$ получим значение $v \ll \omega_+$ (при $H_0 \sim 10^9 \text{ э}$). Поэтому уширение фронта возможно при наличии турбулентной диссипации, обусловленной раскачкой плазменных колебаний, что вызывается электронным током поперек направления распространения волны. Р. З. Сагдеевым рассмотрен подобный механизм диссипации, связанный с возбуждением ионно-звуковых колебаний во фронте волны и приводящий к существенному уширению фронта ($\delta \gg c/\omega_{0e}$). Неизотермичность плазмы ($T_e \gg T_i$), необходимая для существования ионно-звуковых колебаний, может возникнуть в результате нагрева электронов за счет пучковой неустойчивости. Условия ее раскачки состоят в том, что скорость дрейфа электронов превышает их тепловую скорость

$$v > v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$$

и «время существования» дрейфового тока δ/U достаточно для значительного нарастания колебаний, т. е.

$$\frac{\delta}{U} \sim \frac{c}{\omega_{0e} VM} \gg \frac{1}{\gamma} \sim \frac{1}{\Omega_0}$$

где γ — инкремент нарастания малых возмущений. В режиме, к которому относится осциллограмма на фиг. 12, условие $\delta/U > 1/\Omega_0$ не выполняется; этим, по-видимому, объясняется наблюдаемая в данном случае минимальная ширина фронта.

При уменьшении скорости волны (например, за счет увеличения концентрации плазмы) условие $\delta/U \gg 1/\gamma$ может выполняться, и поэтому в эксперименте наблюдается ширина фронта, примерно на порядок превышающая дисперсионную длину (см. [2]).

В заключение авторы благодарят Ю. Е. Нестерихина, Р. З. Сагдеева и Н. Н. Яненко за ценные обсуждения.

Поступила 26 XI 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. Сб. «Вопросы теории плазмы», Атомиздат, 1964, вып. 4.
2. Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е., Пильский В. И., Сагдеев Р. З. Механизм нагрева плазмы бесстолкновительными ударными волнами. Докл. на II Международной конф. по физике плазмы, Калэм (Англия), 1965.
3. Березин Ю. А. О цилиндрических волнах, распространяющихся поперек магнитного поля в разреженной плазме. ПМТФ, 1966, № 1.
4. Березин Ю. А. Цилиндрические волны конечной амплитуды в разреженной плазме. ПМТФ, 1965, № 5.