

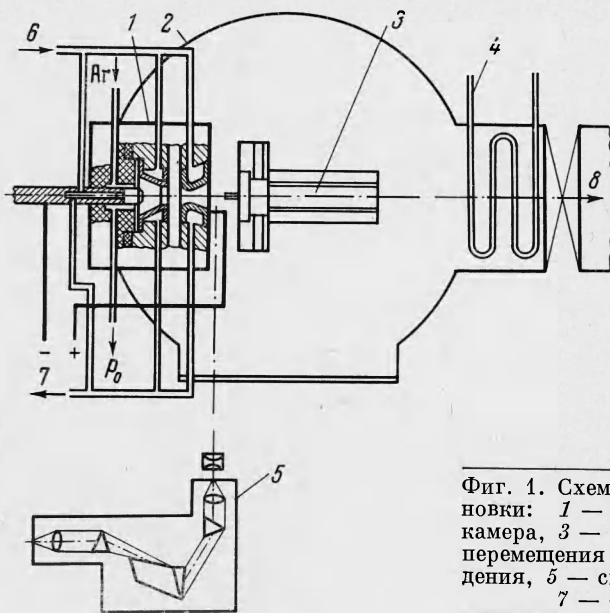
ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ РАЗРЕЖЕННОЙ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ

В. М. Гольдфарб, Е. В. Ильина, И. Е. Костыгова, Г. А. Лукьянов,
В. А. Силантьев

(Ленинград)

Проведено экспериментальное исследование сверхзвуковой струи аргоновой плазмы, истекающей в разреженную среду. Измерено распределение полных напоров вдоль оси струи при различных температурах в дуговой камере плазмотрона. Спектроскопическими методами получены осевые и радиальные распределения концентрации и температуры электронов и концентрации возбужденных атомов. При помощи зондовых измерений получены температура и концентрация электронов на больших расстояниях от среза сопла.

1. Экспериментальная установка. Исследование сверхзвуковой струи аргоновой плазмы проводилось на экспериментальной установке, схема которой представлена на фиг. 1. В качестве источника струи применялся плазмотрон постоянного тока



с вихревой газовой стабилизацией. Аргонная струя истекала из сопла плазмотрона в вакуумную камеру с давлением порядка $2-4 \text{ н/м}^2$. Давление в дуговой камере плазмотрона составляло $4-5 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$. В проведенных экспериментах среднemasовая энтальпия достигала $12 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, а соответствующая ей температура $11 \cdot 10^3 \text{ К}$.

Описываемые в данной работе результаты измерений получены на сопле с диаметром критического сечения 2.75 мм и диаметром выходного сечения 3.3 мм . Полуугол раствора сопла составлял 10° .

Фиг. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — плазмотрон, 2 — вакуумная камера, 3 — координатное устройство для перемещения датчиков, 4 — змеевик охлаждения, 5 — спектрограф ИСП-51, 6 — вода, 7 — слив, 8 — к насосам

2. Измерение полных напоров. Для исследования распределения полных напоров в струе аргоновой плазмы были использованы охлаждаемые и неохлаждаемые цилиндрические насадки с плоским торцом. Охлаждаемые водой насадки применялись вблизи среза сопла, где велики плотность газа и тепловые потоки. На больших расстояниях использовались неохлаждаемые насадки полного напора. При обработке результатов измерений была учтена поправка, обусловленная влиянием вязкости во входном отверстии насадка при малых числах Рейнольдса [1].

Влиянием градиентов температуры в измерительном канале на показание насадка, как показал анализ, в условиях проведенного эксперимента можно пренебречь. На фиг. 2 представлено распределение относительных полных напоров p_+ / p_0 вдоль оси струи для трех различных среднemasовых температур T_0 в камере плазмотрона. Температура плазмы на оси выше среднemasовой температуры. Как показывают измерения, увеличение температуры в камере плазмотрона приводит к уменьшению полного напора на оси струи.

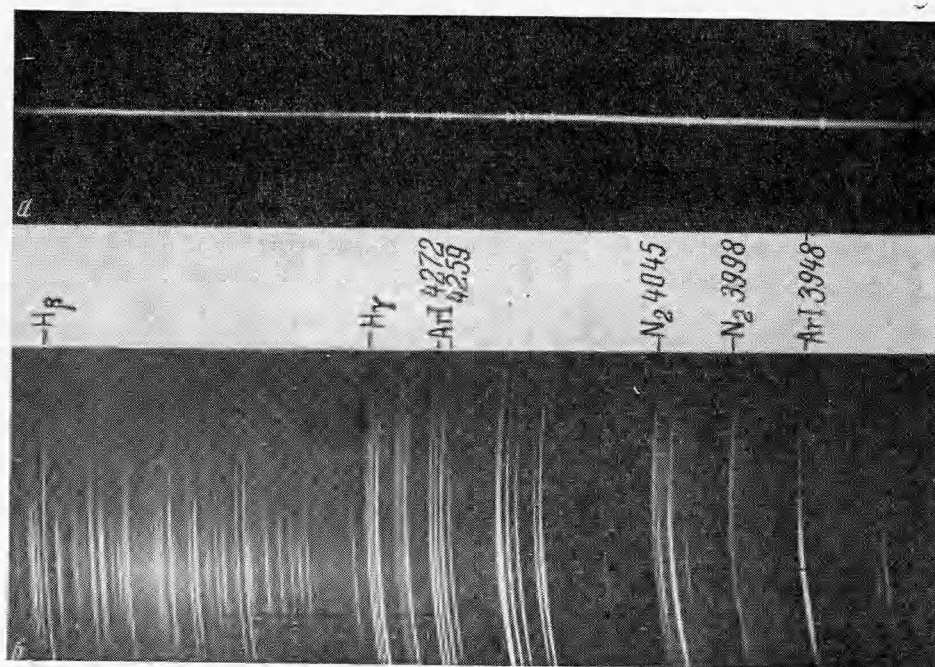
3. Спектроскопические измерения электронной концентрации и температуры. Неравновесность плазменной струи при низком давлении заставляет с осторожностью выбирать спектроскопические методы для определения параметров плазмы. В работе электронная концентрация определялась по абсолютной интенсивности континуума и по штарковскому уширению линий, а электронная температура — по относительным интенсивностям линий AgI . Условия применимости этих методов обсуждаются ниже.

Спектры плазмы фотографировались при помощи спектрографа ИСП-51 с камерой 270 мм. Изображение плазменной струи в масштабе 1 : 4 или 1 : 7 получалось в плоскости щели при помощи фотообъективов с фокусными расстояниями 135 или 90 мм. Для определения интенсивности излучения плазмы в абсолютной мере применялся эталонный источник — анод дуги постоянного тока, горящей между спектрально чистыми угольными электродами. Режим горения эталонной дуги и данные о ее излучательной способности были взяты из работы [2]. Для получения сравнимых по чернениям от эталонного источника и плазменной струи применялись нейтральные ослабляющие светофильтры; дополнительное ослабление светового потока от эталонной дуги происходило при отражении от светоделительной пластинки. Использовались фотопластинки «спектрографический тип 2»; спектрограммы обрабатывались обычными методами фотографической фотометрии (при необходимости — гетерохромной). Так как из-за малой дисперсии спектрального прибора работа велась с узкой щелью, то относительные и абсолютные интенсивности находились путем построения контуров линий.



Фиг. 2. Распределение относительных полных напоров вдоль оси струи: 1 — $T_0 = 7 \cdot 10^3$ °K, 2 — $T_0 = 9.1 \cdot 10^3$ °K, 3 — $T_0 = 11.2 \cdot 10^3$ °K

На фиг. 3, а, б, приведены типичные спектры плазменной струи для сечений $x = 5$ мм и $x = 35$ мм. В первом спектре наблюдаются линии нейтральных атомов аргона, линии бальмеровской серии водорода, присутствующего в виде малой примеси, и не-



Фиг. 3. Спектры плазменной струи для сечений: а) $x = 5$ мм, б) $x = 35$ мм

прерывный спектр—рекомбинационный континуум аргона. Во втором спектре наблюдаются также молекулярные полосы азота (вторая положительная система), присутствие которого объясняется постоянной небольшой натежкой воздуха в вакуумную камеру. Вдоль струи интенсивность континуума очень быстро падает, интенсивность линейчатого спектра уменьшается медленнее. Спектральные линии примесей (меди, вольфрама) в спектрах плазмы отсутствовали.

Электронная концентрация определялась по абсолютной интенсивности рекомбинационного континуума аргона в области 4500 Å, а на малых расстояниях от среза сопла — также по уширению линии H_β (только в этой области струи шарковское уширение H_β заметно превосходило инструментальную ширину). Возможность применения последнего метода не ограничивается какими-либо термодинамическими условиями. Определение n_e по континууму возможно в том случае, если распределение электронов по скоростям является максвелловским.

Интенсивность континуума определяется соотношением

$$J = 7.3 \cdot 10^{-35} \xi n_e^2 T^{-1/2} \left(\frac{\text{см}}{\text{см}^3 \text{ стер } \text{Å}} \right)$$

в котором коэффициент ξ на основании расчетов Бибермана и Нормана [3] и экспериментальных данных [4] выбран равным 2.3. Вероятная погрешность в этом значении составляет 20%, что дает вдвое меньшую погрешность в n_e . На больших расстояниях от среза сопла интенсивность континуума сильно падает и становится сравнимой с интенсивностью молекулярного спектра азота. При этих условиях фотографическая регистрация со спектрографом ИСП-51 не позволяла определять n_e при $x \geq 6$ см. Для нахождения радиальных распределений n_e в различных сечениях поперечные распределения интенсивности континуума преобразовывались к радиальным известным численным методом [5].

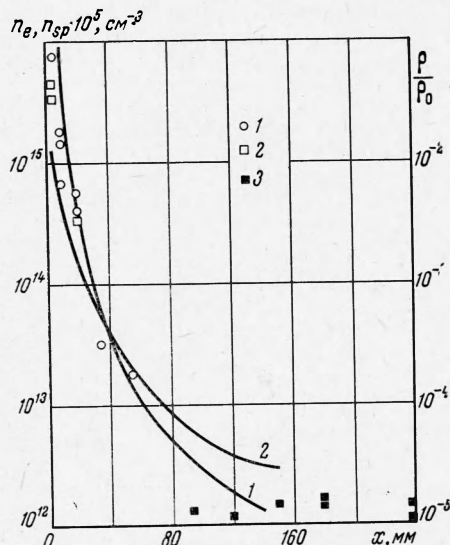
Для определения n_e по уширению линии H_β имеем [6]

$$n_e = 3.7 \Delta \lambda^{3/2}$$

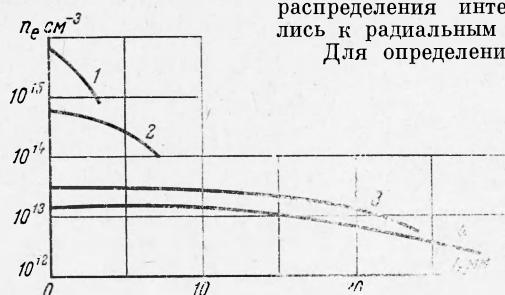
На фиг. 4 даны результаты измерений n_e вдоль оси струи. По уширению H_β получены несколько меньшие значения. Частично это может быть объяснено тем обстоятельством, что радиальные распределения полуширины линии H_β не строились, и этот способ дает не «осевые», а средние значения n_e для некоторой приосевой области. Кроме того, расхождение значений не намного превышает суммарную погрешность обоих методов измерения (30–40% — по континууму и 20% — по уширению). Радиальные распределения n_e даны на фиг. 5.

Фиг. 5. Радиальное распределение электронной концентрации для сечений: 1 — $x = 5$ мм, 2 — $x = 20$ мм, 3 — $x = 35$ мм, 4 — $x = 55$ мм

Электронная температура плазменной струи может быть измерена по относительным интенсивностям спектральных линий, если относительные заселенности соответствующих возбужденных состояний определяются соотношением Больцмана. При малых n_e и T_e больцмановское распределение устанавливается для верхних возбужденных состояний и вообще уровней с малой разностью энергий возбуждения. К последним относятся, например, подуровни состояния $3p^5 5p$. Были выбраны линии $\text{ArI}4272.2 \text{ Å } |5p(3p_7) \rightarrow 4s(1s_4)|$ и $\text{ArI}4259.4 \text{ Å } |5p(3p_{10}) \rightarrow 4s(1s_2)|$, для которых разность энергий $\Delta E = 0.21 \text{ эВ}$. Малое значение ΔE увеличивает погрешность измерения, однако при этом лучше выполняется формулированное выше условие. Кроме

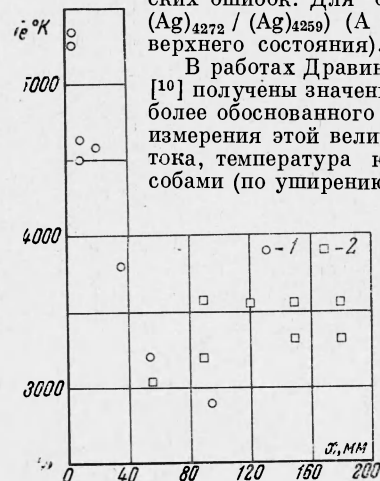


Фиг. 4. Распределение электронной концентрации: кривая 1 — относительной плотности, кривая 2 — концентрации возбужденных атомов вдоль оси струи; точки 1 — по континууму, 2 — по уширению линии H_β , 3 — по методу зондов



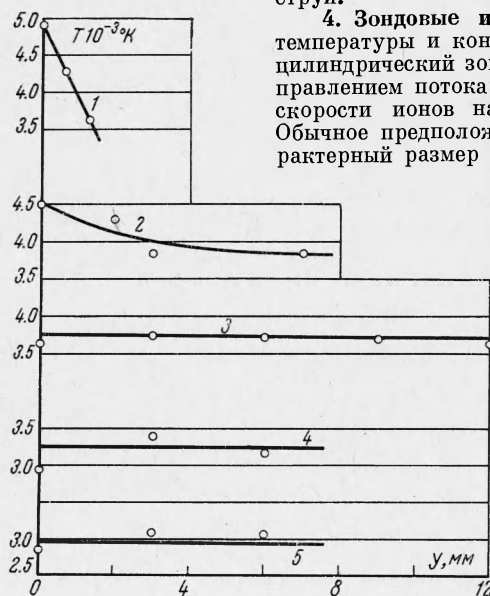
того, фотометрические погрешности измерения для выбранной пары существенно уменьшаются благодаря близости интенсивностей и формы контуров линий.

Чтобы увеличить ΔE и одновременно убедиться в справедливости Больцмановского распределения, необходимо использовать несколько линий, сильно отличающихся по интенсивности и длине волны, что неизбежно привело бы к увеличению фотометрических ошибок. Для определения температуры нужно знать величину $(Ag)_{4272} / (Ag)_{4259}$ (A — вероятность перехода, g — статистический вес верхнего состояния).



Фиг. 6. Распределение электронной температуры вдоль оси струи: 1 — по методу относительных интенсивностей линий, 2 — по методу зондов

некоторых подуровней этого состояния. На фиг. 4 показано изменение концентрации атомов, находящихся в состоянии $5p^*(3p_1)$ (расчет по линии 4272.2 Å) по длине струи.



Фиг. 7. Радиальное распределение электронной температуры для сечений: 1—5 мм, 2—20 мм, 3—35 мм, 4—55 мм, 5—90 мм

В работах Дравина [7], Герике [8], Ольсена [9], Попено и Шумакера [10] получены значения 0.571, 0.645, 0.447 и 0.705 соответственно. Для более обоснованного выбора значения $(Ag)_{4272} / (Ag)_{4259}$ были проведены измерения этой величины для равновесной плазмы дуги большой силы тока, температура которой измерялась одновременно несколькими способами (по уширению и абсолютной интенсивности линий и абсолютной интенсивности континуума). При этом использовались те же приемы обработки, что и в случае струи низкого давления. Было получено значение 0.575, весьма близкое к результату Дравина. Формула для определения температуры имеет вид

$$T_e = 1060 \left(0.23 - \lg \frac{J_{4259}}{J_{4272}} \right)^{-1}$$

Погрешность измерения, весьма высокая для $T \approx 10000^\circ \text{K}$, для интервала 3000—5000 °K составляет $\pm 400^\circ \text{K}$.

Распределение T_e по оси струи показано на фиг. 6. На фиг. 7 даны радиальные распределения T_e для некоторых поперечных сечений струи.

Кроме относительных, были измерены также абсолютные интенсивности линий, соответствующих переходам из состояния $5p$, и далее по формуле $n = J / h\nu A$ рассчитана заселенность

4. Зондовые измерения. Для измерения электронной температуры и концентрации применялся также одиночный цилиндрический зонд Ленгмюра. Ось зонда совпадала с направлением потока, что уменьшало влияние направленной скорости ионов на вольтамперные характеристики зонда. Обычное предположение в теории зондов Ленгмюра, что характерный размер зонда много меньше длины свободного пробега, выполнялось во всех случаях применения зонда. В результате обработки вольтамперной характеристики строилась полулогарифмическая зависимость электронного тока i_e от потенциала зонда ϕ . Наличие прямолинейного участка на этой зависимости говорит о максвелловском распределении электронов по скоростям. По углу наклона этого участка определялась электронная температура

$$T_e = 5040 \left(\frac{d \lg i_e}{d\phi} \right)^{-1}$$

Электронную концентрацию можно найти по току i_{e0} , соответствующему перегибу вольтамперной характеристики

$$n_e = 4.03 \cdot 10^{13} \frac{i_{e0}}{S} \frac{1}{\sqrt{T_e}}$$

Здесь S — площадь собирающей поверхности зонда в см^2 .

В наших условиях дебаевская длина мала по сравнению с диаметром зонда, и за собирающую поверхность была принята поверхность самого зонда. Результаты измерений T_e и n_e вдоль оси струи представлены на фиг. 4 и 6.

5. Анализ результатов. Спектроскопические и зондовые измерения показали, что электронная температура быстро уменьшается вблизи среза сопла и остается практически постоянной на больших расстояниях от среза. В области струи, где измерения проводились обоими методами, их результаты совпадают в пределах точности каждого из методов.

Характер изменения электронной концентрации вдоль оси струи подобен характеру изменения электронной температуры. Значительная концентрация электронов сохраняется во всей исследованной области струи и существенно превышает равновесное значение.

Радиальные распределения температуры и концентрации электронов указывают на их постоянство в поперечных сечениях, удаленных от среза сопла, что соответствует общей газодинамической картине истечения. Полученная в опытах зависимость полных напоров от температуры в камере плазматрона свидетельствует о неполной заморозенности потока. Уменьшение полного напора с увеличением температуры в дуговой камере может быть объяснено уменьшением числа Маха на срезе сопла и отношения удельных теплоемкостей c_p/c_v при увеличении ионизации аргона.

Отклонение потока от замороженного состояния невелико, по крайней мере, для $x \geq 1$ см. На это указывают данные фиг. 4: изменение концентрации атомов по длине струи, найденное по полным напорам (расчет по формулам для идеального газа), совпадает с изменением электронной концентрации. Отсюда, однако, не следует, что поток полностью заморожен, так как изменение степени ионизации на несколько десятков процентов от значения вблизи сопла находится в пределах вероятных ошибок измерений n_e и расчетов плотности газа.

Принимая столкновительно-излучательный механизм рекомбинации [11, 12], можно рассчитать коэффициент рекомбинации как функцию n_e и T_e (т. е. как функцию x) с точностью до множителя 2—4. Вычисления, проведенные нами для аргона, дали значения коэффициента рекомбинации $1 \cdot 10^{-10} - 1 \cdot 10^{-12}$. При этих условиях степень ионизации в области $1 \text{ см} < x < 10 \text{ см}$ падает не более чем на 10%.

Обсудим изменение концентрации возбужденных атомов по длине струи (фиг. 4). При температуре электронов порядка 0.25—0.45 эв возбуждение верхних состояний аргона, имеющих энергии 13—15 эв, непосредственно из основного состояния неэффективно. Измерения показывают, что концентрация возбужденных атомов на несколько порядков превышает равновесную. В работах [13, 14] выдвинуто предположение, согласно которому верхние уровни аргона заселяются с метастабильных уровней $4s$ (3P_0 и 3P_2), имеющих энергию ≈ 11.5 эв. Высокая концентрация метастабильных атомов в струе задается еще в дуговой камере и не успевает существенно уменьшиться за малое время пролета атомов в сверхзвуковой струе. В [13] принимается также, что заселенность верхних состояний находится в больцмановском равновесии с заселенностью метастабильного состояния. Расчет показывает, что при низких электронных концентрациях это не имеет места. Замедленное падение концентрации возбужденных атомов по сравнению с электронной концентрацией и плотностью газа может быть объяснено рекомбинацией на верхние уровни. Это не противоречит малому изменению степени ионизации: так как концентрация возбужденных атомов мала, по сравнению с n_e , то уже незначительное снижение последней величины приводит к существенному увеличению заселенности верхних уровней.

Поступила 12 V 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Сухнев В. А. Об определении поправок к показаниям насадков полного напора в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
2. Null M. R., Lozier W. W. Carbon Arc as a Radiation Standard. J. Opt. Soc. America, 1962, vol. 52, No. 10.
3. Биберман Л. М., Норман Г. Э. К расчету фотоионизационного поглощения. Оптика и спектроскопия, 1960, т. 8, No. 4.
4. Schüller D. Der kontinuierliche Absorptionskoeffizient des Argons. Z. Astrophys., 1962, B. 56, H. 1.
5. Пирс В. Расчет распределения по радиусу фотонных излучателей в симметричных источниках. Сб. Получение и исследование высокотемпературной плазмы. Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 221.
6. Griem H. P. «Plasma Spectroscopy», N. Y., 1964.
7. Drawin H. Wirkungsquerschnitte von neutralen Wasserstoff.— Helium- und Argonatomen gegenüber Elektronenstoß. Z. Physik, 1956, B. 146, H. 3.
8. Gericke W. E. Messung der Übergangswahrscheinlichkeit sowie Halbwertsbreite und Verschiebung von Ar-Linien in Termisch leuchtenden Plasmen. Z. Astrophys., 1961, B. 53, H. 1.

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. Popenoe C. H., Shumaker J. Arc Measurement of some Argon Transition probabilities. J. Res. Nat. Bur. Standards 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. Hinno E., Hirschberger J. Electron. Ion Recombination in Dense Plasmas. Phys. Rev., 1962, vol. 125, No. 3.
13. Brewer L. E., McGregor W. K., Doolley 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;	