

РАДИОФИЗИКА

УДК 633.6.011.72

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТНЫЙ ПРЕДВЕСТНИК ВО ВЗРЫВНОЙ  
УДАРНОЙ ВОЛНЕ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ  
В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ**

О. Г. Васильев, А. П. Ершов, С. Е. Пономарева  
(кафедра физической электроники)

Численно рассчитаны профили температуры электронов в слабоионизованной плазме для ударных волн взрывного типа. Проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными в тлеющем разряде в Ag, а также в ударных волнах с постоянным давлением в плазме ВЧ-разряда низкого давления в воздухе.

В работе [1] был проведен теоретический анализ структуры умеренных ударных волн (УВ) в плазме, поддерживаемой НЧ ( $\omega \ll \nu_{en}$ ) электрическим полем, перпендикулярным направлению распространения фронта в предположении заморозженности процессов рекомбинации и ионизации. Этот анализ показал наличие теплопроводностных предвестников УВ с характерным размером  $(m_i/m_e)^{1/2} \lambda_e$ , где  $\lambda_e$  — длина свободного пробега электронов,  $m_i$  — масса иона,  $m_e$  — масса электрона. При этом для слабоионизованной плазмы ( $\nu_{ie} \ll \nu_{en}$ ) в УВ происходит не нагрев, как в случае сильной ионизации ( $\nu_{ie} > \nu_{en}$ ) [2], а остывание электронов, обусловленное изменением теплового баланса электронов в области за скачком уплотнения. Предсказанное в работе [1] уменьшение температуры электронов перед фронтом УВ наблюдалось экспериментально в плазме поперечного емкостного ВЧ-разряда для УВ с постоянным давлением [3] и в плазме продольного разряда постоянного тока для УВ взрывного типа [4]. Однако в этих работах было проведено лишь качественное сопоставление результатов с теорией, поскольку аналитические решения [1] получены для модельных газов и УВ с постоянным давлением.

В настоящей работе выполнены модельные расчеты профиля температуры электронов для УВ взрывного типа и проведено сравнение экспериментальных данных [3, 4] с расчетами для плазмы реальных газов — аргона и воздуха.

Уравнение, описывающее профиль остывания электронов в УВ в системе координат, связанной с фронтом [1], решалось численно в постановке, соответствующей одномерной и нестационарной задаче. При этом использовалась чисто неявная разностная схема (схема с опережением) [5]. Тестовыми (в стационарном пределе для УВ постоянного давления) служили аналитические решения [1]. При расчете температуры электронов во взрывной УВ профиль плотности нейтральных частиц аппроксимировался П-образной кривой заданной ширины в единицах масштаба

$$\Delta^* = (\Delta_l \cdot \Delta_r)^{1/2} = (m_i/m_e)^{1/2} \cdot \lambda_e,$$

где  $\Delta_l = \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} \frac{\lambda_e}{M}$ ,  $\Delta_r = \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{1/2} M \lambda_e$  — соответственно характерные размеры области релаксации электронной температуры и электронной теплопроводности для УВ,  $M$  — число Маха.

В качестве примера расчетов на рис. 1 показаны профили электронной температуры при различных значениях ширины скачка плотности нейтральных частиц  $\Delta$  для числа Маха  $M=2$  и линейной зависимости сечения столкновений  $\sigma_{en}$  от температуры электронов:  $\sigma_{en}(T_e) \sim T_e$ . Видно, что с ростом размеров области сжатия протяженность зоны охлаждения электронов перед фронтом УВ слабо растет, увеличивается величина падения  $T_e$  в области фронта. При ширине области сжатия нейтральной компоненты  $\Delta > \Delta^*$  профиль остывания электронов перед фронтом уже близок к случаю УВ с постоянным давлением (штриховая кривая на рис. 1). При изменении зависимости сечения столкновений электронов с тяжелыми частицами от температуры электронов этот вывод не изменяется.

Для корректного сопоставления результатов эксперимента [4] в плазме Ag с расчетом находилась зависимость эффективной частоты передачи энергии  $\nu_{ef}$  от температуры электронов по зависимости сечения столкновений от энергии электронов и максвелловской функции распределения электронов по энергиям. При значениях  $T_e \approx 1-3$  эВ, имевших место в экспериментах [4], для плазмы Ag  $\nu_{ef}(T_e) \sim T_e^2$ . На рис. 2 (кривая 1) приведен полученный в [4] экспериментальный профиль  $T_e(t)$  при

давлении  $p=7,3$  Тор и числе Маха  $M=1,4$ . Кривая 2 показывает результаты наших расчетов зависимости  $T_e(t)$  для этих же параметров плазмы и УВ. Видно, что если по протяженности зоны охлаждения перед фронтом УВ отличие эксперимента и расчета невелико, то по величине падения  $T_e$  за фронтом оно значительно. Обсудим возможные причины такого расхождения.

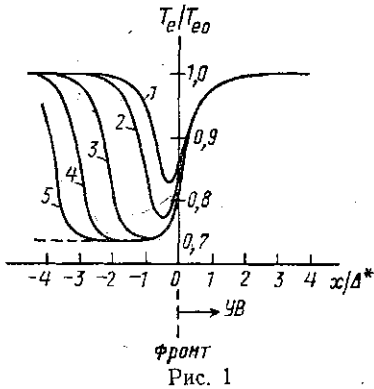


Рис. 1

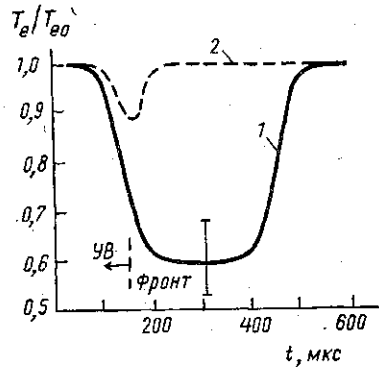


Рис. 2

Рис. 1. Профили температуры электронов во взрывной волне для различных значений ширины скачка плотности:  $\Delta/\Delta^*=0,5$  (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4) и 4 (5);  $M=2$ ;  $k=1$ ;  $\gamma=c_p/c_v=5/3$

Рис. 2. Профили электронной температуры во взрывной волне в плазме Ag: 1 — эксперимент [4]; 2 — расчет;  $M=1,4$ ;  $p=7,3$  Тор

Рис. 3. Профили электронной температуры в УВ с постоянным давлением в плазме воздуха: 1 — эксперимент [3]; 2 — расчет;  $M=3$ ;  $p=0,1$  Тор

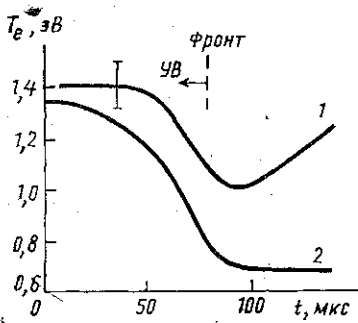


Рис. 3

Параметром УВ, неизвестным из эксперимента, является ширина скачка плотности нейтральных частиц  $\Delta$ . По оценке для условий [4] она составляет величину порядка  $(1 \div 2)\Delta^*$ , а в наших численных расчетах полагалась равной  $\Delta^*$ . Однако результаты модельных расчетов (см. рис. 1) показывают, что при  $\Delta > \Delta^*$  изменение  $\Delta$  слабо сказывается на величине падения  $T_e$  за фронтом. Таким образом, неопределенность в ширине скачка плотности нейтральных частиц не может быть причиной резкого различия результатов эксперимента и численных расчетов.

Рассогласование возможно из-за величины используемого показателя степени  $k$  в зависимости  $v_{ef}(T_e) \sim T_e^k$ . Относительное изменение  $T_e(t)$  находилось в [4] с помощью 8-мм СВЧ-интерферометра из временных зависимостей сигналов фазового сдвига  $\Delta\phi$  и затухания  $\Delta\alpha$ . При этом предполагалось, что

$$\Delta\phi = -\pi C_\phi \frac{d}{\lambda} \frac{\langle n_e \rangle}{n_{e cr}}, \quad \Delta\alpha = \pi C_\alpha \frac{d}{\lambda} \frac{\langle n_e \rangle}{n_{e cr}} \cdot \frac{v_{ef}}{\omega} \quad (1)$$

Из соотношений (1) следует, что  $v_{ef} \sim (\Delta\alpha/\Delta\phi)\omega$  и в предположении степенной зависимости  $v_{ef}(T_e) \sim T_e^k$  получаем

$$T_e \propto \left( \frac{\Delta\alpha}{\Delta\phi} \right)^{1/k} \quad (2)$$

Здесь  $\lambda$  и  $\omega$  — длина волны и частота зондирующего излучения,  $d$  — размер плазменной оболочки в направлении зондирования,  $n_{e cr}$  — критическая концентрация электронов,  $C_\phi$  и  $C_\alpha$  — формфакторы. В работе [4] при обработке экспериментальных данных полагалось  $k=1,5$ , тогда как по нашим расчетам в исследуемом диапазоне температур  $k=2$ . Использование уточненного значения  $k$  приведет при пересчете экспериментальных данных [4] к росту значения  $T_e/T_{e0}$  за фронтом УВ от

0,6 до 0,7 ( $T_{e0}$  — значение температуры в невозмущенной плазме). Отличие между кривыми 1 и 2, как видим, остается существенным.

Очевидно, причины отличия носят более принципиальный характер. Их следует искать в выборе метода измерений  $T_e$  и соответствии используемой модели взаимодействия УВ с плазмой реальным условиям эксперимента. Выражения (1), а следовательно и (2), строго справедливы для бесконечного поперек направления зондирования слоя плазмы. Эксперимент [4] проводился в случае цилиндрического столба плазмы с пучком зондирующих волн, направленных перпендикулярно к оси разряда, причем диаметр столба составлял несколько длин волн. В этом случае возможны рефракционные и интерференционные эффекты, дифракция и возникновение поверхностных волн. Все они приводят к ошибкам в амплитуде и фазе результирующего сигнала у приемной антенны, причем наиболее чувствительны к перечисленным эффектам амплитудные измерения. В частности, оценки согласно [6] показывают, что в ослабление зондирующей СВЧ-волны существенный вклад должна внести ее рефракция на плазменном цилиндре.

Другой причиной является обратное влияние УВ на разряд. Эксперименты [4] проводились в условиях, когда направление распространения фронта УВ, падающей из области газа на разрядную область, параллельно разрядному току. Низкое значение  $T_e$  за фронтом УВ существует длительное время, несоизмеримое со временем, соответствующим ширине скачка плотности нейтральных частиц для данного числа Маха УВ, и первоначальное значение  $T_e$  восстанавливается только после выхода УВ из разрядной области. По-видимому, в процессе распространения УВ через разряд электрическое поле, определяющее электронную температуру, меняется в пространстве и времени, тогда как в модели [1] оно полагалось неизменным. Поэтому описание процесса взаимодействия сложнее, поскольку должно определяться из совместного решения уравнений баланса для плотности, скорости, температуры электронов и электротехнических уравнений для электрической цепи разряда.

Рассмотрим теперь результаты сравнения экспериментального профиля  $T_e(t)$ , полученного в плазме поперечного ВЧ-разряда в воздухе для УВ с постоянным давлением [3], и расчетного (рис. 3). Условия эксперимента [3] более близки к теоретической постановке задачи [1], а значения  $T_e$  измерялись не с помощью СВЧ-интерферометра, а спектроскопическим методом [7]. Согласно экспериментальных и расчетных размеров зоны охлаждения электронов перед фронтом УВ здесь существенно лучше, чем в предыдущем случае. Различие в поведении  $T_e(t)$  наблюдается в области за фронтом УВ, что, видимо, связано с не учитываемым в теоретической модели обратным влиянием УВ на разряд. Так, в работе [3] отмечалось, что УВ гасила ВЧ-разряд по мере распространения.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Теселкин С. Ф. // Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах / Под ред. А. М. Прохорова. М., 1986. С. 99. [2] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966. [3] Ершов А. П., Клишин С. В., Кузовников А. А. и др. // ТВТ. 1990. 28, № 5. С. 1041. [4] Сухов А. К. Изменение структуры и параметров плазмы и ударной волны при их взаимодействии в инертных газах: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1988. [5] Самарский А. А. Теория разностных схем. М., 1977. [6] Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. М., 1968. [7] Бердичевский М. Г., Марусин В. В. // Журн. прикл. спектр. 1973. 18, № 6. С. 1055.

Поступила в редакцию  
28.06.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 2

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.41

### АНИЗОТРОПИЯ ЛАЗЕРНЫХ СПЕКЛОВ

Ю. В. Васильев, А. В. Козарь, Е. Ф. Курицына  
(кафедра общей физики; кафедра радиофизики)

Установлено существование трехмерной пространственной анизотропии для корреляции лазерных спекл-структур.

Термин «спеклы» в настоящее время используется в широком смысле слова для хаотических структур в распределении интенсивности рассеянного когерентного света