

**ИЗМЕРЕНИЕ УРОВНЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
В БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНОЙ МАГНИТНО-ЗВУКОВОЙ УДАРНОЙ
ВОЛНЕ ПО ШТАРКОВСКОМУ УШИРЕНИЮ БАЛЬМЕРОВСКОЙ
ЛИНИИ H_β**

*С.П.Загородников, Г.Е.Смолкин, Е.А.Стриганова
Г.В.Шолин*

1. В предыдущих наших экспериментах [1–4] была измерена толщина фронта $\delta = (6 + 10) \frac{c}{\omega_{pe}}$ бесстолкновительной магнитнозвуковой ударной волны, рас-

пространяющейся поперек магнитного поля, и скачок электронной температуры $\Delta T_e \approx 100$ эв на фронте. Для объяснения этих результатов требовалась эффективная частота столкновений $\nu_{eff} \geq 2 \cdot 10^9$ сек $^{-1}$, которая на два порядка величины превышала кулоновскую и могла появиться только в результате развития турбулентных электростатических колебаний в плазме. Согласно теории [5, 6] в переходной зоне ударной волны могут иметь место несколько типов электростатических плазменных неустойчивостей (пучковая, ионно-звуковая, ион-ионная).

При этом ожидается, что уровень турбулентности $\xi = \frac{E^2}{8\pi NT}$ может на нес-

колько порядков величины превышать равновесный уровень $\xi_T \approx (Nr_{Deb}^3)^{-1}$ и достигать значений $\xi \approx 10^{-2} + 10^{-3}$ [7, 8]. При таком уровне турбулентности и характерных параметрах плазмы $N \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ и $T_e \sim 10 + 20$ эв напряженность электрических полей колебаний может на порядок величины превышать среднее межчастичное поле $E_0 = 2,6$ еН $^{2/3}$. Естественно поэтому для измерения уровня турбулентности на фронте магнитно-звуковых ударных волн использовать штарковское расщепление водородных спектральных линий.

2. В исследуемой области параметров плазмы время жизни атома $\tau_a = \gamma_a^{-1}$ на штарковском подуровне оказывается малым по сравнению с периодом ионно-звуковых и еще более низкочастотных колебаний. Поэтому воздействие электрических полей таких колебаний на атом должно иметь квазистатический характер [9]. Профили водородных линий, не обладающих центральной штарковской компонентой (H_β , H_δ и т. п.) оказываются при этом на большей своей части пропорциональными функциями распределения низкочастотного электрического поля, возникающего в результате сложения статистически независимых вкладов от отдельных близко расположенных к излучателю ионов и от коллективных электростатических колебаний с частотами $\omega \ll \omega_p$:

$$W(E, \beta) = \iint W_H(E') W_R(E'') \delta(E - E' - E'') dE' dE'' \quad (1).$$

Распределение напряженностей электрических полей от отдельных ионов $W_H(E)$ описывается функцией Хольцмарка [10], а распределение напряженностей полей колебаний со статистически независимыми фазами $W_R(E)$ – функцией Рэлея [11]. В формуле (1) параметр $\beta = E_H / E_R$ – отношение масштабов полей в распределении Хольцмарка и распределении Рэлея. При $\beta < 1$ максимум

функции распределения $W(E, \beta)$ смещается в сторону больших полей $E_{max} \sim \sim E_R > E_H$, а провал в области малых E оказывается шире, чем у функции $W_H(E)$. Соответственно профили линий H_B и H_δ должны испытывать довольно яркое расщепление, по величине которого ($\Delta\lambda$) эксп. можно определить среднюю напряженность неравновесных электрических полей низкочастотных плазменных колебаний:

$$\tilde{E}_{cp} \approx \frac{8\pi\hbar c (\Delta\lambda)_{\text{эксп}}}{3(n^2 - n'^2) e a_0 \lambda_0^2} \quad (2)$$

Здесь λ_0 — длина волны линии, n, n' — главные квантовые числа верхнего и нижнего уровней.

3. На рис. 1 (см. вклейку) приводятся результаты измерения профиля линии H_B в неравновесной плазме, образующейся на фронте и за фронтом бесстолкновительной магнитно-звуковой ударной волны. Измерения велись на установке УВ-2 [2] методом высокоскоростной электронно-оптической спектрохронографии [12, 13].

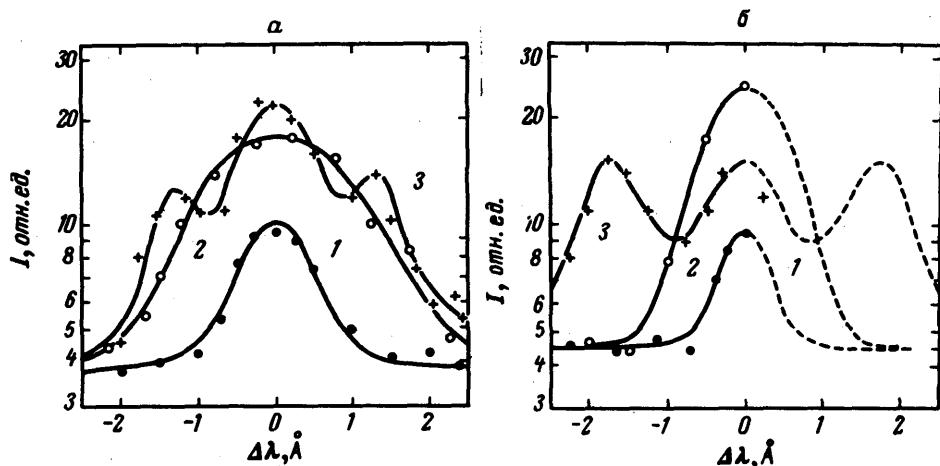


Рис. 2. Профили линии H_B , полученные в результате фотометрической обработки спектрохронограмм *а* и *б* на рис. 1. Сплошными кривыми на рис. 2, *б* изображены участки профилей, полученные при фотометрировании со стороны красного крыла нижнего порядка интерференции на спектрохронограмме *б* рис. 1. Пунктиром обозначена вторая половина профиля, построенная симметрично с первой. Кривая 1 снята перед фронтом, 2 — на фронте, 3 — позади фронта ударной волны

Свет выводился с торца разрядной камерой и анализировался интерферометром Фабри — Перо, скрещенным со спектрографом ИСП-51. Ударный контур работал в режиме θ -пинча с частотой $8 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$ при амплитуде магнитного поля 5 кэ. Поле на поршне за время распространения волны по плазме нарастало до величины H_p . Ударная волна могла возбуждаться как полем H параллельным полю H_i в невозмущенной плазме (спектрохронограмма *а* на рис. 1), так и антипараллельным ему (спектрохронограмма *б*). Как видно из рис. 1, в обоих случаях за фронтом ударной волны наблюдается четкое расщепление контура линии H_B .

Расстояния между максимумами (см. результаты фотометрирования на рис. 2) соответствуют средней напряженности неравновесных электрических полей $E_{ср} \sim 13 \text{ кв/см}$ для случая параллельных и 18 кв/см для случая антипараллельных магнитных полей¹⁾. Это соответственно в 17 и 20 раз превышает среднее межчастичное поле $E = 2,6 \text{ еН}^{2/3}$. (В случае a начальное давление $p_0 = 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$, $N_1 \sim 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $H_1 = 0,3 \text{ кз}$ и $H_p \sim 0,8 \text{ кз}$; в случае $b - p_0 = 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$, $N_1 \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $H_1 = 0,5 \text{ кз}$ и $H_p \sim -1,5 \text{ кз}$). Оценивая плотность тепловой энергии по поглощенному плазмой переменному магнитному полю $NT_e \sim \frac{1}{3} \cdot \frac{\tilde{H}^2}{8\pi}$, по-

лучим для уровня турбулентности электростатических колебаний $\xi_1 \sim 0,5 \cdot 10^{-2}$.

На самом фронте профиль линии H_B оказывается аномально широким по сравнению с профилем перед фронтом волны (ср. кривые 2 и 1 на рис. 2), однако характерный провал в центре линии практически отсутствует. Это свидетельствует о наличии в плазме неравновесных электрических полей, действующих на атом неадиабатически. Условию неадиабатичности удовлетворяют только наиболее высокочастотные, ленгмюровские колебания ($\omega \gtrsim \omega_{pe}$), которые при достаточно высоком уровне шумов $\frac{e^2}{2n^4 a_0 T} > \xi > \xi_T$ приводят к частоте неадиабатических переходов между штарковскими компонентами

$$\gamma_a \sim \frac{3}{4} \cdot \frac{n^4 a_0}{m_e \omega_{pe}} \{ \int E_k^2 dk \} \quad (3)$$

намного превышающей электронную ударную частоту $\gamma_a^{уд} = 3\pi N \frac{n^4 \hbar^2}{m^2 v_{Te} \hbar n^2 \omega_{pe}} \ln \frac{T_e}{\hbar n^2 \omega_{pe}}$.

Оценка с помощью (3) уровня турбулентности высокочастотных плазменных колебаний на фронте волны приводит к величине $\xi_e \sim 5 \cdot 10^{-3}$. Как видно из спектрохронограмм рис. 1 расщепление линии H_B , обусловленное низкочастотными колебаниями за фронтом волны постепенно нарастает, а обусловленное ленгмюровскими шумами диффузное расширение профиля быстро исчезает, т. е. развитие высокочастотных шумов происходит значительно быстрее, а релаксация их — раньше, чем низкочастотных.

Таким образом, эффект штарковского уширения спектральных линий водорода при обеспечении высокоскоростной развертки спектра позволяет не только установить наличие и измерить уровень, но и определить природу турбулентности в ударной волне.

Авторы выражают глубокую благодарность Е.К. Завойскому за содействие в работе и ценные советы.

Поступила в редакцию
18 марта 1970 г.

¹⁾ Приблизительно такой же величины неравновесные электрические поля в бесстолкновительной ударной волне были измерены по штарковскому уширению водородоподобного иона He^+ в работе [14]. При этом профили линий регистрировались с помощью монохроматора и фотоумножителя от разряда к разряду.

Литература

- [1] С.П.Загородников, Л.И.Рудаков, Г.Е.Смолкин, Г.В.Шолин. ЖЭТФ, 47, 1717, 1964; Письма в ЖЭТФ, 2, 238, 1965.
 - [2] С.П.Загородников, Г.Е.Смолкин, Г.В.Шолин. ЖЭТФ, 52, 1178, 1967.
 - [3] Г.Е.Смолкин, Е.А.Стриганова, Г.В.Шолин. Докл. АН СССР, 185, 788, 1964.
 - [4] С.П.Загородников, Г.Е.Смолкин, Е.А.Стриганова, Г.В.Шолин. ЖТФ, 40, 717, 1970.
 - [5] А.А.Веденов, Е.П.Велихов, Р.З.Сагдеев. Ядерный синтез, 1, 82, 1961.
 - [6] Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат, 1964. вып. 4, стр.20.
 - [7] Б.Б.Кадомцев. Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат, 1964, вып. 4, стр. 188.
 - [8] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. Lecture on the non – linear theory of the plasma. Trieste, IAEA, IC/66/64, 1966.
 - [9] Л.П.Кудрин, Г.В.Шолин. Докл. АН СССР. 147, 342, 1962.
 - [10] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М., Физматгиз, 1963.
 - [11] Рэлей. Теория звука. ГТТИ, М., 1955, 1.
 - [12] С.П.Загородников, Г.Е.Смолкин, Г.В.Шолин. ТВТ, 6, 224, 1969.
 - [13] Е.К.Завойский, Г.Е.Смолкин. Доклад на Всесоюзной конференции по высокоскоростной фотографии и кинематографии. Москва, ноябрь 1969 г.
 - [14] H.R.Griem, H.J.Kunze. Phys. Rev. Lett., 23, 1279, 1969.
-