

ОСИЛЛЯТОРНАЯ СТРУКТУРА КВАЗИСТАЦИОНАРНОЙ
МАГНИТО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

Г. Г. Долгов-Савельев, В. К. Малиновский, Ю. Е. Нестерихин

(Новосибирск)

В последнее время большое количество работ посвящено изучению структуры бесстолкновительных ударных волн в плазме [1, 3]. Теоретически и экспериментально было показано, что при $\omega_{Hi}\tau_i \gg 1$ и $\omega_{He}\tau_e \gg 1$ ($\omega_{Hi, e} = eH/m_{i, e}c$ — ларморова частота для ионов, электронов; $\tau_{i, e}$ — время свободного пролета) волна имеет осцилляторную структуру, причем пространственный масштаб осцилляций порядка c/Ω_0 , где $\Omega_0^2 = 4\pi ne^2/M$, если направление распространения волны не близко к поперечному по отношению к направлению магнитного поля.

Однако все предшествующие эксперименты имеют дело с нестационарными ударными волнами. В почти стационарном режиме подобные исследования бесстолкновительных волн в плазме ведутся при полетах спутников в околоземном пространстве, когда изучается взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой земли. К сожалению, совокупность экспериментальных данных в настоящее время здесь недостаточна.

Для изучения структуры ударной волны авторами была построена установка, которая включает в себя в качестве главных элементов плазменный инжектор [4] и интерферометр Майкельсона [5].

Ударная волна образовывалась при сверхзвуковом обтекании тела потоком разреженной плазмы. В качестве такого обтекаемого тела брался цилиндр диаметром 10 мм и длиной 80 мм. Направление движения потока перпендикулярно образующей цилиндра.

Источником света для интерферометра служил рубиновый лазер в режиме импульсной добротности для кадровых съемок и в режиме квазинепрерывной генерации для хронографических разверток. Кадровые фотографии позволяли получить картину обтекания с экспозицией $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Распределение плотности плазмы во времени и скорость потока определялись при помощи хронографических разверток интерференционной картины.

Температура электронной компоненты измерялась по рассеянию лазерного излучения на плазме.

В описываемых ниже экспериментах параметры рабочей части плазменного сгустка были следующими: $n_{0max} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ — максимальная плотность электронов; $T_{0e} = T_{0i} = T_0 = 4 \text{ эв}$ — температура плазмы; $v = 9.3 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$ — направленная скорость потока.

Длительность рабочей части сгустка составляла около 10^{-5} сек во временном масштабе, так что условие квазистационарности процесса $\tau^0 \gg L/v$ (τ^0 — длина рабочей части сгустка, L — размер обтекаемого тела, v — направленная скорость потока) выполнялось с большим запасом.

В качестве рабочего газа использовался водород. Плазменный инжектор и плазмопровод были помещены в продольное магнитное поле, величина которого могла изменяться от 0 до 3 кэс. Параметры сгустка при этом сохраняли названные значения с точностью 10%.

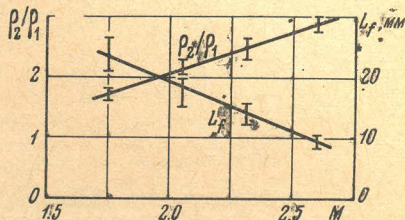
Исследовалась зависимость ширины фронта волны от величины магнитного поля. В присутствии магнитного поля эффективное число Маха равно

$$M_{ef} = \frac{M_0}{(1 + \beta/\gamma)^{1/2}} \quad \left(\beta = \frac{H^2}{8\pi p_0}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \right)$$

Здесь $1/8 H^2/\pi$ — магнитное давление, p_0 — давление плазмы; c_p и c_v — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме; M_0 — число Маха потока при $H = 0$.

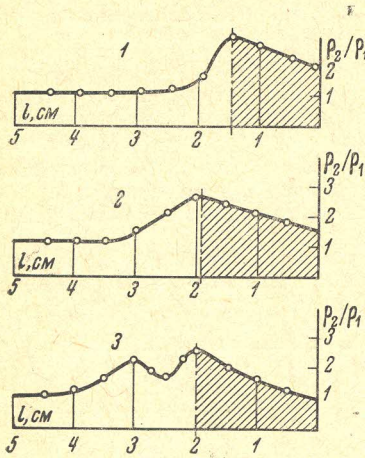
При $\beta < 1$ магнитное поле не оказывает сколько-нибудь заметного влияния как на характер обтекания, так и на структуру ударной волны. Ширина фронта при этом порядка нескольких длин свободного пробега.

При возрастании магнитного поля $\beta \geq 1$ увеличивается ширина скачка, интенсивность волны падает и увеличивается угол между направлением распространения ударной волны и направлением потока (фиг. 1).



Фиг. 1

При $\beta \sim 1$ влияние магнитного поля сводится практически только к изменению эффективного числа Маха потока. Дальнейшее увеличение β приводит к качественному изменению формы профиля ударных волн. На фиг. 2 показано изменение плотности при переходе через фронт ударной волны в зависимости от величины β ; профили волны 1, 2, 3 соответствуют значениям $\beta = 0, 1, 2$. Как видно из фиг. 2, с ростом магнитного давления начинает проявляться осцилляторная структура волны.



Фиг. 2

Можно ожидать, что равенство (1) справедливо при конечных значениях β , больших некоторого критического, когда джоулева диссипация начинает превышать диссипацию из-за вязкости.

В проведенных экспериментах при $\beta \geq 2 \sin \theta \sim 1$, т. е. критерием существования осцилляторного режима будет условие $\omega_{He} \tau_e \gg 1$. При $\beta = 2$ (фиг. 2) имеем $\omega_{He} \tau_e = 6$, $\lambda \sim 8$ мм. Расчетное значение c / Ω_0 равно 3.0 мм, что по порядку величины удовлетворительно согласуется с экспериментом.

Авторы благодарят Р. З. Сагдеева за внимание к работе и полезные дискуссии.

Поступила 1 IV 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Сагдеев Р. З. О нелинейных движениях разреженной плазмы в магнитном поле. Сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», Атомиздат, 1958, т. 4, стр. 384.
2. Березин Ю. А., Куртмуллаев Р. Х., Нестерихин Ю. Е. Бесстолкновительные ударные волны в разреженной плазме. Физика горения и взрыва, 1966, № 1, 1.
3. Paul I. W. M., Holmes L. S., Parkinson M. I., Sheffield I. Experimental observations on the structure of collisionless shock waves in a magnetized plasma. Докл. на II Международн. конф. по физике плазмы. Калэм (Англия), 1965.
4. Кругляков Э. П., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е. Параметры плазменных сгустков коаксиального инжектора. Магнитная гидродинамика, 1965, 1, 80.
5. Кругляков Э. П., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е. О возможности определения температуры и плотности нестационарной плазмы методами оптической интерферометрии. Магнитная гидродинамика, 1965, т. 2, 34.
6. Карпман В. И. О структуре фронта ударной волны, распространяющейся под углом к магнитному полю в разреженной плазме. Ж. техн. физ., 1963, 33, 959.