

АКАДЕМИЯ НАУК ЛАТВИЙСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

✓
ВОПРОСЫ
МАГНИТНОЙ
ГИДРОДИНАМИКИ
И
ДИНАМИКИ
ПЛАЗМЫ

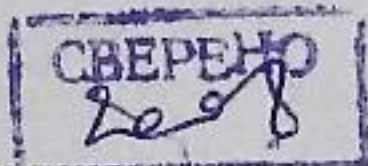
II

Содерж.
Доклады, прочитанные на 2-м совещании
по теоретической и прикладной магнитной гидродинамике
в г. Риге 27 июня — 2 июля 1960 г.

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК ЛАТВИЙСКОЙ ССР
РИГА 1962

РЕДКОЛЛЕГИЯ

Д-р физ.-мат. наук С. А. Каплан,
д-р физ.-мат. наук И. М. Курко,
д-р физ.-мат. наук К. П. Станюкович,
д-р физ.-мат. наук М. Ф. Широков,
д-р физ.-мат. наук Д. А. Франк-Каменецкий,
А. К. Везе



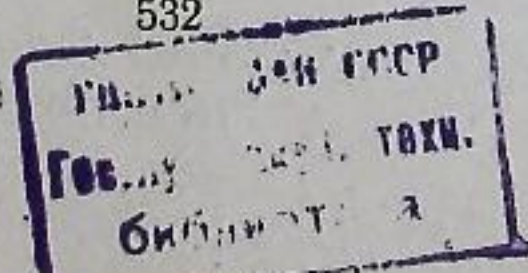
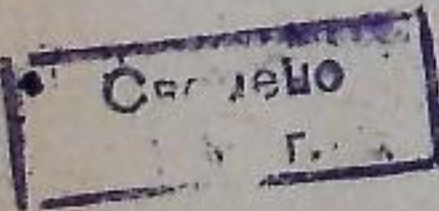
ВОПРОСЫ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ И ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ, II

Редактор А. Венгранович. Технический редактор
А. Лемберг. Корректор И. Шульц.
Сдано в набор 30 августа 1961 г. Подписано к печати
25 апреля 1961 г. Формат бумаги 60 × 92/16. 41,25 физ.
печ. л.; 41,25 усл. печ. л.; 32,03 уч.-изд. л. Тираж 3000 экз.
ЯТ 09171. Цена 2 руб. 35 коп.

Издательство Академии наук Латвийской ССР
г. Рига, ул. Смильшу № 1

Отпечатано в типографии № 3 Управления полиграфической промышленности Министерства культуры Латвийской ССР, г. Рига, ул. Ленина № 137/139. Заказ № 611.

532



66
533

ПРЕДИСЛОВИЕ

Согласно плану Ученого совета по магнетизму при Академии наук СССР и решению Президиума Академии наук Латвийской ССР, Институтом физики АН Латвийской ССР в июне 1960 года в Риге было созвано второе совещание по магнитной гидродинамике.

Работа совещания протекала в четырех секциях: теоретической магнитной гидродинамики, теории плазмы, экспериментальной физики плазмы и прикладной магнитной гидродинамики.

В работе совещания приняло участие около 500 человек из различных городов Советского Союза. Было заслушано и обсуждено свыше 140 докладов и сообщений.

В настоящий сборник вошли сокращенные тексты или аннотации большинства докладов, прочитанных на совещании. Тексты докладов представлены самими авторами, и редколлегией изменений в них не вносила. Поэтому в сборнике не выдержано достаточно строго единообразие обозначений физических величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. П. Станюкович. Основные уравнения релятивистской магнитогидродинамики. В настоящем сборнике.
2. Г. А. Скуридин, К. П. Станюкович. ДАН СССР, 130, 6, 1960.
3. Г. А. Скуридин, К. П. Станюкович. ДАН СССР, 131, 1, 1960.
4. Л. Б. Левитин, К. П. Станюкович. ДАН СССР, 134, 2, 1960.
5. E. G. Haggis. Exact and approximate treatments of the One-Dimensional Blast Wave, NRL Report, 4858, 1956.
6. А. Кольб. Магнитная гидродинамика (материалы симпозиума), 1958, стр. 82.
7. Д. В. Орлинский. Исследование ударной волны в конической разрядной трубке. В настоящем сборнике.

Р. З. САГДЕЕВ.
Москва

ОБ ОДНОЙ АНАЛОГИИ МЕЖДУ ВОЛНАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ ТЯЖЕЛОЙ ЖИДКОСТИ И НЕЛИНЕЙНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ ПЛАЗМЫ

Хорошо известна аналогия между теорией так наз. «мелкой воды» и газодинамикой плоских изэнтропических движений. Произвольный, вообще говоря, начальный профиль течения в обеих теориях со временем деформируется так, что крутизна переднего фронта непрерывно возрастает. В газовой динамике в конце концов устанавливается стационарная крутизна, когда вступают в игру диссипативные эффекты. В теории волн на воде при достаточно большой крутизне переднего фронта становится существенной конечность глубины канала. Учет этого обстоятельства приводит к эффектам дисперсии. Итак, аналогия между газовой динамикой и теорией «мелкой воды» кончается, когда в первом случае появляются диссипативные эффекты, а во втором — дисперсионные. Это находит свое отражение и в различном характере нелинейных установившихся движений. В первом случае (в газодинамике) мы имеем дело с ударными волнами, во втором же случае — с периодическими или с так наз. уединенными волнами.

В теории нелинейных движений разреженной плазмы (в которой парные столкновения играют небольшую роль), как известно, в ряде случаев возникает ситуация, аналогичная газодинамической. Так, например, при наличии в плазме сильного магнитного поля формально движение плазмы в масштабах, больших ларморовских радиусов частиц, описывается уравнениями анизотропной магнитной газодинамики Чу, Гольдбергера и Лоу. К каким же эффектам приводит здесь рост крутизны переднего фронта возмущения? Можно показать, что по крайней мере в случае «холодной» плазмы (когда давление

магнитного поля значительно превышает давление плазмы) здесь, в отличие от газовой динамики, появляются эффекты дисперсионного типа. Установившиеся нелинейные движения в этом случае, как и в теории волн на воде в канале конечной глубины, имеют вид периодических и уединенных волн. Эти решения существуют лишь при числах Маха, меньших некоторого критического. При переходе через это критическое значение имеет место «опрокидывание» фронта. В теории волн на воде это должно в конце концов привести к образованию «бора» (или «прыжка воды»). В плазме же это может привести к аналогичному явлению — «бесстолкновительной» ударной волне*.

Здесь мы рассмотрим другой случай — плазму без магнитного поля, но при условии, что давление электронов значительно превышает давление ионов. Как мы увидим ниже, ситуация, возникающая в этом случае, очень сходна с отмеченной выше.

Как известно из линейной теории, распространение звуковых волн в плазме при отсутствии парных столкновений и магнитного поля возможно лишь при условии $p_i \ll p_e$ ($p_{i,e}$ — давление ионов, электронов). Это условие может реализоваться как за счет неизотермичности плазмы, так и за счет многозарядности ионов (либо $Z \gg 1$, либо $T_e \gg T_i$).

Рассмотрим одномерные волны произвольной амплитуды в такой плазме. Так как скорость звука $\sim \sqrt{\frac{T_e + T_i}{M}}$ значительно превышает тепловую скорость ионов, то разумно пренебречь тепловым разбросом скоростей последних. С другой стороны, если ограничиться рассмотрением волн со скоростями распространения, значительно меньшими тепловой скорости электронов, то электрическое поле в такой волне будет по отношению к электронам квазистатическим. Тогда, если в области, где электрический потенциал ϕ максимален, распределение электронов по скоростям является максвелловским $f \sim e^{-\frac{mv^2}{2T}}$, плотность электронов в любой точке определяется распределением

Больцмана $n = n_0 e^{\frac{e\phi}{T}}$. Это соответствует учету так наз. «захваченных» электронов, поскольку максимум ϕ отвечает потенциальной яме (минимуму потенциальной энергии) для электронов $-e\phi$, где $-e$ — заряд электрона.

* Эта часть сообщения будет опубликована в «ЖЭТФ», и поэтому в настоящем тексте я ограничиваюсь лишь упоминанием о ней.

Принимая во внимание сделанные предположения, запишем исходную систему уравнений для одномерного движения:

$$M \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -e \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (Nv) = 0, \quad (2)$$

$$-\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e (N - n_0 e^{\frac{e\phi}{T}}). \quad (3)$$

Здесь v — скорость ионов, N — плотность ионов.

Для движений с характерным пространственным масштабом, значительно превышающим дебаевский радиус $\left(\frac{T}{4\pi n e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$, справедливо предположение о квазинейтральности $n \approx N$ (в уравнении (3) можно опустить $\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}$). Тогда, исключив из уравнений электрическое поле, получим систему 2 уравнений адиабатического сжимаемого газа с показателем адиабаты $\gamma = 1$ (изотермический случай). В этом случае справедливо решение в виде простой волны Римана, из которого следует, что фронт волны с течением времени становится все круче до тех пор, пока не опрокинется совсем. Однако прежде чем решение станет многозначным, нарушится условие применимости допущения о квазинейтральности, когда по мере роста крутизны переднего фронта волны характерный масштаб уменьшится до дебаевского радиуса.

Учет эффекта разделения заряда можно провести для случая установившейся волны, в которой все величины являются функциями только от $(x - ut)$, где u — скорость распространения волны. Исходная система (1–3) может быть сведена к одному обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка для потенциала ϕ

$$-\frac{d^2 \phi}{dx^2} = 4\pi n_0 e \left(\frac{u}{\sqrt{u^2 - \frac{2e\phi}{M}}} - e^{\frac{e\phi}{T}} \right). \quad (4)$$

В зависимости от выбора констант интегрирования можно сконструировать различные установившиеся волны. Если предположить, что в начальный момент времени мы имели возму-

щение, локализованное в ограниченной области пространства, при удалении от которой $\varphi \rightarrow 0$, и что такое начальное возмущение с течением времени асимптотически будет приближаться к установившемуся движению, описываемому уравнением (4), разумно выбрать решение, в котором $\frac{d\varphi}{dx} \rightarrow 0$ при $\varphi \rightarrow 0$. Такой выбор дает установившееся движение в виде симметричной уединенной волны. Скорость распространения такой волны u зависит от амплитуды φ_{\max} . Полагая $\frac{d\varphi}{dx} = 0$ при $\varphi = \varphi_{\max}$, находим эту зависимость

$$u^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{T}{M} \cdot \frac{\left(e^{\frac{e\varphi_{\max}}{T}} - 1 \right)^2}{e^{\frac{e\varphi_{\max}}{T}} - 1 - \frac{e\varphi_{\max}}{T}}. \quad (5)$$

В предельном случае малых амплитуд $u \rightarrow \sqrt{\frac{T}{M}}$ — скорости звука. При больших амплитудах ($e\varphi_{\max} \gg T$) $u \rightarrow \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot e^{\frac{e\varphi_{\max}}{T}}$. Явный вид профиля уединенной волны можно получить для случая малых амплитуд, разложив левую часть (4) по $\frac{e\varphi}{T}$ и затем проинтегрировав

$$\varphi = \frac{3}{2} \cdot \frac{T}{e} \cdot \left(1 - \frac{T}{Mu^2} \right) \operatorname{Sech}^2 \left\{ \frac{\sqrt{\pi n_0 e}}{\sqrt{T}} \cdot \sqrt{1 - \frac{T}{Mu^2}} \cdot (x - ut) \right\}. \quad (6)$$

Любопытно, что решение в виде уединенных волн для уравнения (4) существует при сколь угодно больших числах Маха, в отличие от волн на воде и в плазме с магнитным полем.

Л. И. ДОРМАН
Москва

О СВОЙСТВАХ МАГНИТНОЙ ЛОВУШКИ В ПЛАЗМЕ, ВЫБРАСЫВАЕМОЙ ИЗ СОЛНЦА

§ 1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ, ВЫБРАСЫВАЕМОЙ ИЗ СОЛНЦА

В ряде работ [1—4], проведенных на основе экспериментальных данных по международной сети станций космических лучей, исследовались различные эффекты космических лучей: 1) небольшое понижение интенсивности космических лучей перед магнитными бурями с внезапным началом, дающие Форбуш-понижение, 2) наступающее после этого понижения возрастание интенсивности космических лучей, которое длится всего несколько часов и также происходит до начала магнитной бури, 3) различные профили изменения интенсивности космических лучей во время магнитных бурь. Довольно кропотливый анализ всех этих эффектов, изучение распределения их для разных вторичных компонент по широте и долготе с применением метода коэффициентов связи [5, гл. IV] и данных о траекториях заряженных частиц разных энергий в геомагнитном поле позволили найти энергетический спектр и направление прихода от различных источников вариаций космических лучей. Сравнение этих результатов с данными теоретических расчетов [6, 7] вариаций космических лучей, ожидаемых от различных предполагаемых источников, позволяет дать следующую интерпретацию этим эффектам.

1. Эффект возрастания, впервые обнаруженный в работе [1], связан с отражением частиц от передней намагниченной части потока солнечной плазмы до того, как плазма поглотит Землю (т. е. до того, как на Земле начнется магнитная буря). При этом частицы приобретают энергию, как при отражении от движущегося навстречу зеркала [7].