

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.9

ФИЗИКА МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЫ И ЛАБОРАТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

И. М. Подгорный, Р. З. Сагдеев

1. ВОЗМОЖНОСТЬ МОДЕЛИРОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

Согласно современным представлениям глобальная картина взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли выглядит следующим образом. В процессе радиального расширения горячей плазмы солнечной короны ($T \sim 100$ эв), напоминающего расширение из сопла, направленная скорость становится столь большой, что течение переходит в сверхзвуковое. При налетании плазмы на магнитное поле Земли возникает каверна — магнитосфера, внутри которой создаются условия захвата заряженных частиц в радиационные пояса, представляющие собой ловушки с магнитными пробками. Вблизи границы магнитосферы возникает ударная волна (как будто бы солнечный ветер представляет собой газодинамическую среду, а не кнудсеновский газ).

На ночной стороне силовые линии вытягиваются, образуя геомагнитный хвост. В самом же солнечном ветре даже вдали от магнитосферы существуют заметные микрофлуктуации (как будто бы плазма ветра является турбулентной средой).

В этой кажущейся на первый взгляд простой картине все процессы, за исключением образования каверны, являются следствием так называемых аномальных свойств плазмы из-за коллективных взаимодействий (микронеустойчивостей). Именно поэтому не создано сколько-нибудь удовлетворительной модели этих явлений без привлечения дополнительных гипотез.

Межпланетная среда представляет собой гигантский резервуар, заполненный плазмой, в котором происходят различные явления, связанные с коллективными взаимодействиями. Многие из этих явлений напоминают процессы, исследуемые в лабораторной плазме низкой концентрации. Поэтому естественно стремление физиков продемонстрировать конкретные космические явления в лаборатории, например взаимодействие солнечного ветра с магнитным полем Земли.

Поддавляющее большинство данных о солнечном ветре и его взаимодействии с магнитным полем Земли получено с помощью искусственных спутников и ракет. Вклад модельных экспериментов в понимание явлений, происходящих в космосе, оказался несоизмеримо меньшим возможностями таких экспериментов. Основной причиной, не позволявшей долгое время правильно поставить лабораторный эксперимент, являлось отсутствие каких-либо данных о параметрах межпланетной плазмы. Поэтому первые попытки моделирования явлений в магнитном поле Земли состояли

в погружении магнитного диполя в газоразрядную плазму. Постановка модельных экспериментов стала оправданной лишь после развития идеи Э. Паркера¹⁻⁴ о существовании непрерывного солнечного ветра и получения первых данных о параметрах межпланетной плазмы⁵⁻⁶.

Согласно имеющимся данным средние значения параметров солнечного ветра следующие: 1) Солнечный ветер состоит в основном из полностью ионизованной водородной плазмы с концентрацией $5-6 \text{ см}^{-3}$. 2) Направленная скорость плазмы составляет $(3-5) \cdot 10^7 \text{ см/сек}$. 3) Температура электронов в спокойном солнечном ветре составляет несколько электрон-вольт и в несколько раз превышает температуру ионов. 4) Силовые линии магнитного поля, выходящие из поверхности Солнца, увлекаются потоком плазмы, закручиваясь благодаря его вращению в архимедову спираль. В районе земной орбиты силовая линия составляет с осью Солнце — Земля угол около 45° . Напряженность поля у земной орбиты $\sim 10\gamma$ (10^{-4} э)⁷⁻⁹.

Представление о солнечном ветре как о непрерывно текущей среде с определенными значениями концентрации, температуры и вектора магнитного поля является лишь первым приближением к действительности, так как в солнечном ветре наблюдаются многочисленные поверхности разрывов, при переходе через которые все эти величины (или некоторые из них) изменяются скачком. Приведенные здесь цифры позволяют получить представление только о стационарной картине, на которую в реальных условиях накладываются флуктуации, приводящие, в частности, к дрейфу границы магнитосферы.

Знания усредненных характеристик потока плазмы вместе с известной величиной магнитного момента планеты достаточно, чтобы воспроизвести конфигурацию магнитного поля и получить в лаборатории наиболее интересные явления, сопровождающие взаимодействие солнечного ветра с той или иной планетой. На начальной стадии моделирования особую важность приобретают именно эксперименты с постоянными значениями параметров плазмы, так как такие измерения позволяют получить более полную информацию о физике процессов, чем исследования в условиях космоса. Результаты измерений, выполненных на спутниках типа «IMP» за время движения спутника по эллиптической орбите в одну сторону (по направлению к Земле или от Земли), показали, что приборы иногда успевают несколько раз зарегистрировать прохождение ударной волны через спутник^{10, 11}. В промежутках между такими прохождениями приборы регистрируют или невозмущенный солнечный ветер, или плазму за фронтом ударной волны. Иными словами, фронт ударной волны в пространстве дрейфует около некоторого среднего расстояния до Земли со скоростью, большей скорости движения спутника. Знание этой скорости необходимо для определения ширины фронта ударной волны и изучения воспроизводимости его формы. Все данные о размерах ударного фронта получены в грубом приближении на основании оценки средней скорости дрейфа положения фронта ударной волны, исходя из количества пересечений спутником фронта и радиальной составляющей его скорости. Помимо ошибок в определении скорости «медленного» дрейфа фронта ударной волны, еще большие ошибки могут внести более быстрые колебания малой амплитуды, существование которых невозможно заранее исключить. Наличие таких быстрых колебаний положения фронта должно регистрироваться спутником как кажущиеся уширения фронта волны и области турбулентной плазмы за фронтом ударной волны. Таким образом, для выяснения структуры ударной волны явно недостаточно измерений, выполненных на одиночном космическом корабле. Необходимо иметь серию спутников, движущихся по близким орбитам на расстояниях друг от друга, меньших ширины ударной волны. Тогда производя синхронные измерения и используя

корреляционную технику, можно получить надежные данные о пространственном распределении основных характеристик плазмы внутри ударной волны.

В лабораторном эксперименте все эти трудности отпадают при хорошей воспроизводимости источника плазмы. Кроме того, использование нескольких зондов и изучение корреляции их показаний не является столь трудной задачей, как одновременные измерения на серии спутников.

Основное препятствие, тормозящее в последние годы развитие модельных экспериментов, состояло в невозможности воспроизведения в лабораторных условиях точной модели взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли или других планет. Эти трудности видны даже из общих соображений подобия. Рассматривая, например, соотношение подобия для газового разряда¹²⁻¹³, нетрудно убедиться, что точное воспроизведение явлений в околоземном пространстве требует создания потоков плазмы с такой температурой и получения таких напряженностей магнитного поля, что их достижение автоматически решило бы одну из основных проблем технической физики — проблему управляемого термоядерного синтеза. Трудности точного моделирования вызвали появление серии экспериментальных работ, в которых в качестве единственного условия подобия выбиралось равенство магнитного и газокINETического давлений на границе плазма — поле. Поскольку ценность результатов таких исследований для понимания физики явлений мала, в этих работах не делалось попытки использовать современные методы диагностики плазмы и основные выводы часто формулировались лишь на основании формы свечения нейтрального газа вблизи терреллы. В действительности отсутствие возможности точного моделирования вовсе не означает бесперспективности воспроизведения в лаборатории характерных явлений в космосе. Типичным примером является история открытия одного из наиболее интересных явлений в магнитосфере — поясов захваченной радиации. Обнаружение быстрых заряженных частиц, захваченных магнитным полем Земли^{14, 15}, произошло случайно, и не сразу были поняты основные особенности этого явления, хотя возможность длительного удержания заряженных частиц в адиабатических ловушках была к тому времени детально рассмотрена А. М. Будкером¹⁶ и независимо Р. Постом¹⁷ и экспериментально подтверждена сначала в известных опытах С. Н. Родионова¹⁸, а затем и рядом других авторов. В опытах Родионова аксиально-симметричная ловушка с полем, усиленным на концах, наполнялась электронами, получающимися при β -распаде трития, и измерялось время жизни электронов до ухода из ловушки. В более поздних экспериментах¹⁹ удалось показать, что время жизни заряженной частицы до выхода из ловушки может составлять десятки секунд. За это время частица успевает совершить около 10^9 отражений от места сгущения силовых линий и сделать более 10^{10} ларморовских оборотов. Таким образом, первые эксперименты по адиабатическому удержанию заряженных частиц в магнитном поле по сути дела явились модельными по отношению к поясам радиации. Этот случай заставил исследователей космоса тщательно изучать все достижения физики лабораторной плазмы. Дальнейшее изучение радиационных поясов и адиабатических ловушек продемонстрировало наличие более тесной аналогии. Уже первые исследования радиационных поясов показали, что удержание плазмы в магнитном поле Земли нельзя рассматривать как стабильное. Время от времени наблюдается неожиданный выброс частиц вдоль силовых линий, причина которого до последнего времени оставалась невыясненной. Аналогичный выброс плазмы неоднократно наблюдался и в лаборатории в различных адиабатических ловушках. По мере накопления экспериментальных фактов постепенно утвержда-

лось мнение, что причиной таких резких выбросов является развитие циклотронной неустойчивости, возникающей при наличии анизотропии в пространстве скоростей²⁰. Поскольку условие удержания частицы в адиабатической ловушке с пробками имеет вид $\sin \alpha > \sqrt{H_0/H_{\max}}$ (α — угол между вектором скорости и направлением силовой линии, H_0 — магнитное поле в центре ловушки и H_{\max} — максимальное магнитное поле в пробке), анизотропия в пространстве скоростей является неотъемлемым свойством таких систем. В результате развития неустойчивости угол α может уменьшиться и частица уйдет из ловушки вдоль силовой линии^{21,22}. Одновременно с потерями через магнитные пробки наблюдается уход плазмы и поперек силовых линий, причем корреляционные измерения с парой пристеночных зондов, расположенных на одной силовой линии, показали, что уход плазмы невозможно объяснить макроскопической желобковой неустойчивостью.

В работе²² получен богатый экспериментальный материал, указывающий, что уход горячих электронов из адиабатической ловушки в условиях $T_e \gg T_i$ может быть объяснен не чем иным, как электронной циклотронной неустойчивостью. К числу наиболее достоверных данных, подтверждающих этот вывод, следует прежде всего отнести всплеск микроволнового излучения, сопровождающего выброс частиц. Главный вклад в спектр излучаемых колебаний дает основная гармоника (~ 10 вт), интенсивность последующих гармоник резко затухает. Интересно отметить, что сброс частиц может возникать как спонтанно, так и искусственно подачей в полость ловушки слабого импульса на частоте, близкой к лармовской частоте электронов.

Следующий шаг в моделировании радиационных поясов должен быть сделан в направлении выяснения механизма наполнения их плазмой. Этот вопрос имеет также принципиальное значение в проблеме осуществления термоядерного синтеза и в настоящее время детально изучается. Однако экспериментальных данных еще явно недостаточно, чтобы подробно рассмотреть механизм захвата заряженных частиц в магнитное поле Земли. Суммируя все изложенное выше, естественно сделать следующие три вывода:

1) Моделирование космических явлений в лаборатории позволяет вести исследование в условиях, недоступных или труднодоступных для измерений на спутниках и ракетах.

2) Точное моделирование взаимодействия солнечного ветра с планетами невозможно.

3) Отдельные космические явления могут быть успешно воспроизведены и изучены в лаборатории.

Исходя из сделанных выводов, можно сформулировать задачу об ограниченном моделировании в общем виде^{23, 24}. Для воспроизведения того или иного космического явления в лаборатории нет необходимости точно следовать законам подобия. Достаточно, чтобы условия протекания исследуемого явления были выполнены. Математически это означает, что нет необходимости точно сохранять все безразмерные параметры, входящие в уравнения, описывающие взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем планеты. Необходимо только, чтобы безразмерные параметры, характеризующие протекание данного конкретного явления, равные по порядку величины единице, были по возможности одинаковы в космосе и лаборатории. Если же данный безразмерный параметр в космосе на много порядков меньше или больше единицы, то этот параметр должен быть соответственно мал или велик по сравнению с единицей и в модельном эксперименте, но нет необходимости сохранять тот же порядок его величины, во всяком случае, при исследовании явления в первом прибли-

жении. Рассмотрим последовательно наиболее интересные явления, связанные с взаимодействием солнечного ветра с магнитным полем Земли, и возможности моделирования их в лаборатории.

1. При обтекании солнечным ветром магнитного поля Земли на дневной стороне формируется замкнутая магнитосфера, свободная от солнечного ветра. В этой области сосредоточено поле земного диполя. Она отделена от невозмущенного потока плазмы переходным слоем. Магнитная полость, свободная от плазмы, формируется в условиях достаточно высокой электронной температуры, когда поток плазмы не может глубоко проникнуть в магнитное поле. Условие раздельного существования плазмы и магнитного поля, в приближении магнитной гидродинамики, равносильно требованию $Re_m \gg 1$. Здесь Re_m — магнитное число Рейнольдса:

$$Re_m = \frac{4\pi\sigma L\bar{v}}{c^2}, \quad (1)$$

где σ — проводимость плазмы, \bar{v} — направленная скорость, L — размер магнитосферы. При взаимодействии солнечного ветра с геомагнитным полем $Re_m \sim 10^{12}$, если проводимость вычислять исходя из кулоновских столкновений частиц. Выбирая в лабораторном эксперименте $L \sim 50$ см, $T_e \sim 15$ эв и $\bar{v} = 3 \cdot 10^7$ см/сек, получим $Re_m > 10^3$, т. е. условия образования магнитной полости выполнены. Следует сразу заметить, что, формулируя задачу таким образом, мы не учитываем уширения переходного слоя за счет аномального сопротивления. Его величина связана с характером бесстолкновительной диссипации и должна быть получена непосредственно из эксперимента.

2. Измерения, выполненные на искусственных спутниках Земли, показали, что на расстоянии 10—13 радиусов Земли существует стационарная ударная волна, которая по мере удаления от оси Солнце — Земля переходит в конус Маха. Ранее отмечалось, что положение фронта ударной волны непрерывно дрейфует, однако для удобства проведения измерений примем параметры потока плазмы постоянными в течение всего эксперимента. Для образования ударной волны скорость потока плазмы должна превышать скорость распространения возмущения. В магнитоактивной плазме распространение возмущения происходит со скоростью

$$v_{зв} = \sqrt{v_A^2 + \left(\gamma \frac{p}{\rho}\right)^2} \quad (2)$$

и, следовательно, число Маха $M = \bar{v}/v_{зв}$ должно быть больше единицы; здесь $v_A = H/\sqrt{4\pi\rho}$. В условиях солнечного ветра $M \sim 8$ —10. Такого значения числа Маха при выбранной скорости потока $3 \cdot 10^7$ см/сек можно достичь в модельном эксперименте присутствием в потоке плазмы с концентрацией 10^{13} см⁻³ замороженного магнитного поля напряженностью около 30 э.

Помимо гидромагнитных волн, в плазме солнечного ветра могут возбуждаться ионно-звуковые колебания, так как благодаря высокой электронной теплопроводности электронная температура превышает ионную, т. е. выполняется основное условие возбуждения таких колебаний. Нарастание крутизны фронта при распространении ионного звука в плазме с $T_e \gg T_i$ недавно было показано экспериментально²⁵, и поэтому имеются все основания рассматривать роль ионного звука в формировании ударной волны наряду с гидромагнитными волнами. Давление магнитного поля солнечного ветра достаточно мало ($nkT \gg H^2/8\pi$), чтобы препятствовать возбуждению ионно-звуковых волн. В таком случае второе слагаемое под корнем в формуле (2) представляет собой квадрат скорости распространения ионного звука $v_s = \sqrt{T_e/M}$, где M — масса иона.

3. Одной из наиболее интересных особенностей ударной волны, образующейся вблизи границы магнитосферы, является невозможность объяснить диссипацию обычными кулоновскими столкновениями между частицами. Достаточно сказать, что область диссипации энергии значительно меньше магнитосферы, а отношение классической длины свободного пробега частиц в солнечном ветре к размеру магнитосферы составляет $\lambda/L \sim 10^3$. Такое отношение является практически недоступным для эксперимента в лаборатории, однако, используя параметры плазмы, выбранные из условий (1) и (2), и, задаваясь размером магнитосферы в эксперименте $L = 50$ см, получим $\lambda/L \sim 10$, что обеспечивает отсутствие столкновительной диссипации.

4. Магнитные измерения, проведенные на ночной стороне Земли, неожиданно показали существование геомагнитного хвоста, вытянутого вдоль направления вектора скорости солнечного ветра²⁶. Хвост разделен слоем, в котором напряженность магнитного поля близка к нулю (нейтральный слой). Выше и ниже нейтрального слоя силовые линии параллельны и имеют взаимно противоположные направления. Магнитное давление геомагнитного хвоста уравнивается газокINETическим давлением внутри нейтрального слоя. Последние измерения²⁷ подтвердили предположение, что геомагнитный слой простирается за орбиту Луны.

Вопрос о происхождении нейтрального слоя вызывает дискуссии, и поэтому при постановке задачи о его моделировании трудно написать безразмерный параметр, определяющий условие его существования. Наиболее правдоподобным механизмом образования геомагнитного хвоста является проникновение плазмы солнечного ветра на ночную сторону и последующее вытягивание силовых линий потоком. В пользу такого механизма говорят результаты экспериментов по наполнению плазмой ловушки с остроконечной конфигурацией²⁸.

Поток плазмы с параметрами, близкими к выбранным из условий (1)–(2), направлялся в ловушку вдоль ее оси. При этом наблюдалось вытягивание силовых линий в результате проникновения плазмы в магнитное поле и последующего увлечения их потоком. Проникновение плазмы в магнитное поле является, по-видимому, следствием аномального сопротивления. Таким образом, рассматривая имеющиеся экспериментальные данные, можно предположить, что не исключена возможность проникновения плазмы в модельном эксперименте на ночную сторону с последующим образованием нейтрального слоя.

5. Необходимо рассмотреть еще один безразмерный параметр, который определяет применение гидродинамического приближения к данной задаче. Это — отношение характерных размеров опыта к ларморовским радиусам ионов ρ_i и электронов ρ_e в пограничном слое. Оба эти параметра значительно превышают единицу в случае космоса. При выбранных параметрах эксперимента много большим единицы получается только отношение L/ρ_e , однако малый дебаевский радиус плазмы не позволяет ионам оторваться от электронов. Таким образом, и в этом случае условия являются сопоставимыми. Что же касается характерной плазменной длины c/ω_0 , то выполняется соотношение $L/(c/\omega_0) \gg 1$.

6. Помимо исследования макроскопической картины взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли, важнейшей задачей модельных экспериментов является изучение спектральных характеристик микрофлуктуаций электрических и магнитных полей. В конечном счете именно микрофлуктуации приводят к установлению макроскопических характеристик, включая эффективное число Рейнольдса, выраженное через аномальное сопротивление. Эта область наименее изучена как в лабораторном эксперименте, так и в космосе. Именно она содержит ключ к пони-

манию всего комплекса явлений в космической плазме, таких, как происхождение и диффузия космических лучей (движение пробной частицы в заданном флуктуирующем поле), структура фронта бесстолкновительной волны (диссипация энергии и формирование фронта) и т. д.

Суммируя требования, предъявляемые к лабораторному эксперименту, перечислим параметры потока плазмы, удовлетворяющие требованиям ограниченного моделирования взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли (табл. I)

Таблица I

Параметр	Космос	Модель
Направленная скорость	$(3-5) \cdot 10^7$ см/сек	$3 \cdot 10^7$ см/сек
Концентрация	5 см ⁻³	10^{13} см ⁻³
Электронная температура	20—100 эв	20 эв
Вмороженное магнитное поле	10^{-4} э	30—40 э
Размер магнитосферы	10^{10} см	50 см
Ионная температура	10 эв	3—5 эв

К аналогичным требованиям приводит также анализ уравнений Больцмана, выполненный недавно К. Шиндлером²⁹ и В. Б. Барановым³⁰.

Из рассмотренных здесь принципов ограниченного моделирования следует, что постановка задачи о воспроизведении в лабораторных условиях явлений, протекающих в околоземном пространстве, сводится к созданию искусственного солнечного ветра с параметрами, перечисленными в табл. I. Получение быстрых потоков горячей плазмы уже много лет является одним из основных направлений работ по физике высокотемпературной плазмы. Наиболее успешно развивался электродинамический метод ускорения, основанный на растягивании витка с током под действием собственного магнитного поля. Если виток имеет подвижный элемент в виде облачка плазмы, то плазма будет ускоряться как целое силой $F = (1/2c^2)I^2 dL/dx$ в направлении x ; здесь I — ток в витке, L — его индуктивность.

Электродинамические ускорители плазмы разрабатываются уже около 10 лет (см., например, ³¹⁻³⁶) и отличаются друг от друга режимами работы и незначительными конструктивными особенностями. Наиболее распространены ускорители плазмы с двумя коаксиально расположенными цилиндрическими электродами, соединенными через разрядник с низкоиндуктивной конденсаторной батареей. В пространство между электродами с помощью быстродействующего клапана вводится порция водорода, который после ионизации и является подвижным элементом замкнутого контура. Моменты времени включения конденсаторной батареи и подачи газа задаются программирующим устройством. В большинстве режимов быстрый сгусток плазмы из коаксиального инжектора содержит магнитное поле, вмороженное в плазму, которое было захвачено в процессе ускорения³⁷. Многочисленные исследования показали, что первоначальные представления об ускорении сгустка плазмы как подвижного элемента дают лишь приближенную картину ускорения, не описывая ряда важных деталей. По-видимому, невозможно исключить вклад в ускорение такого эффекта, как тепловое расширение плазмы, аналогичное расширению солнечной короны. Иными словами, по-видимому, существует определенная аналогия между образованием солнечного ветра и ускорением плазмы в плазменном ускорителе.

Характеристики потока плазмы чрезвычайно чувствительны к таким условиям работы ускорителя, как параметры конденсаторной батареи, количество вводимого газа и временной интервал между моментом инъекции нейтрального газа и моментом включения конденсаторной батареи. Варьируя начальные условия, можно осуществить режим, в котором электродинамический ускоритель позволяет получить полностью ионизованную водородную плазму с параметрами, необходимыми для проведения модельных экспериментов. Зависимости основных параметров потока плазмы от начальных условий, позволяющие выбрать необходимый режим ускорения, приведены в работе ³⁸.

II. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Принципиальная схема эксперимента, моделирующего взаимодействие солнечного ветра с магнитным полем Земли, проста. В вакуумную камеру помещается ускоритель плазмы, обеспечивающий необходимые характеристики искусственного солнечного ветра, и магнитный диполь, момент которого выбран так, чтобы на заданном расстоянии R от его поверхности давление магнитного поля $H^2/8\pi$ уравнивало давление потока плазмы ρv^2 . Более сложно обстоит дело с правильным выбором методов измерения, позволяющих получить необходимые сведения об изменении параметров плазмы и магнитного поля в области, примыкающей к магнитной полости. Методы измерения должны быть таковы, чтобы по возможности не внести искажения процессом измерения. Наиболее важными параметрами являются напряженность магнитного поля, концентрация плазмы и ее электронная температура.

До сих пор не существует надежных бесконтактных методов измерения вектора напряженности магнитного поля. Во всех без исключения работах по моделированию космических явлений измерения магнитного поля проводились магнитными зондами — катушечками, регистрирующими изменение определенной компоненты магнитного поля. Магнитные зонды изготовляют по возможности меньших размеров, и их возмущающее действие стараются контролировать. Иногда, сознательно идя на дополнительные искажения, вводят несколько магнитных зондов, тем самым одновременно регистрируется вектор магнитного поля в различных точках пространства. Использование нескольких зондов позволяет выполнить корреляционные измерения с целью выяснения характера диссипативных процессов на фронте ударной волны.

Наиболее надежным методом измерения концентрации плазмы является интерферометрический метод на длине волны, меньшей характерного размера скачка концентрации. Минимальный ожидаемый размер c/ω_0 для выбранных параметров плазмы равен примерно 1 мм. Наиболее удобно было бы использовать интерферометр с широким полем зрения, работающий в видимой области спектра. Тогда в одном эксперименте получается распределение концентрации сразу в большой области пространства и исключается какое-либо влияние недостаточно хорошей воспроизводимости начальных условий. К сожалению, современная техника интерференционных измерений не позволяет фотографическим методом регистрировать изменение концентрации $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при характерных размерах плазмы в десятки сантиметров. Этим, в частности, объясняется применение в модельных экспериментах потоков плазмы относительно больших концентраций ($\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$). (Тем самым приносят в жертву строгое выполнение условий бесстолкновительности.) Можно, однако, пойти по другому пути, используя интерферометр с фотоэлектрической регистрацией и измеряя ход концентрации в одной точке. Повто-

рение измерения для других точек дает возможность получить пространственное распределение в необходимой области. Такие измерения вследствие ряда причин³⁹ удобнее проводить не в видимой, а в инфракрасной области на линии 3,39 мкм, излучаемой лазером с гелий-неоновым наполнением.

Все методы измерения, основанные на просвечивании плазмы, обладают одним существенным недостатком: они позволяют измерять лишь среднее значение концентрации вдоль луча $\left(\int n dl\right)$. При взаимодействии с плазмой терреллы сферической формы параметры плазмы сильно меняются вдоль луча и построение первообразной по интегральным измерениям является безнадежной задачей.

Перечисленные трудности отпадают при использовании двумерного диполя, образованного двумя параллельными проводниками с токами, текущими во взаимно противоположных направлениях. Напряженность магнитного поля такого двумерного диполя является функцией только координат r и φ и не зависит от координаты z ; следовательно, зондирование электромагнитным излучением или пучками частиц, направленными вдоль стержней с током, дает возможность получить пространственное распределение концентрации и температуры. Значение параметров вдоль пучков может изменяться лишь за счет начальной пространственной неоднородности потока плазмы. Применяя хорошо коллимированный зондирующий пучок и выбирая достаточно большое расстояние от инжектора плазмы, можно свести к минимуму влияние таких неоднородностей. Таким образом, в начальной стадии исследований, когда моделируются основные явления в околоземном пространстве, двумерный диполь имеет существенные преимущества перед трехмерным.

Наиболее совершенный метод измерения электронной температуры полностью ионизованной плазмы состоит в анализе ширины линии света, рассеянного на электронах (см., например,⁴⁰). Анализ ширины линии рассеянного излучения стал возможным благодаря разработке мощных лазеров и позволяет получить временное разрешение $\sim 10^{-8}$ сек. К сожалению, этот метод пригоден для измерения лишь относительно плотной плазмы. Пока мировой рекорд находится на уровне $\sim 10^{14}$ см⁻³. При меньших концентрациях не удастся получить необходимое отношение полезного сигнала к фону паразитного рассеяния на деталях установки. Косвенно о температуре плазмы можно судить по интенсивности спектральных линий; так, например, выгорание линий водорода свидетельствует о наличии электронной температуры, большей нескольких электрон-вольт. В некоторых случаях, особенно при измерении температуры невозмущенного потока или при исследовании плазмы в нейтральном хвосте, допустимы зонды Лэнгмюра, в частности двойные электрические зонды, с теми же оговорками, что и для магнитных зондов. Для измерений на фронте ударной волны, в условиях значительных градиентов магнитного поля, достоверность результатов измерения зондами Лэнгмюра электронной температуры невелика.

III. МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОСФЕРЫ

В первых работах по моделированию взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли основным методом получения информации была фотосъемка свечения плазмы вокруг терреллы. Во всех без исключения экспериментах фотографирование производилось только в видимой области спектра. В ряде случаев на фотографиях наблюдалась довольно отчетливая граница свечения, расположенная на некотором расстоянии

от терреллы, причем контуры темной области вблизи терреллы напоминают форму магнитосферы на дневной стороне. На отдельных фотографиях граница свечения получалась настолько резкой, что соответствующие фотографии скорее были похожи на изображения разреза по оси диполя, чем на фотографию обтекания трехмерного диполя. Меняя начальные условия, авторы этих работ получали изображения, напоминающие по форме радиационные пояса Земли или клювообразные светящиеся образования. Последние, как правило, отождествлялись с процессом вторжения плазмы в магнитосферу через нейтральные точки. Важно заметить, что светящиеся «радиационные пояса» наблюдались в плохих вакуумных условиях, когда не может быть и речи о сколько-нибудь заметном эффекте удержания плазмы в магнитном поле.

По поводу распределения свечения нейтрального газа в плазме при низких температурах, характерных для ранних экспериментов, заметим следующее. При не слишком высоких концентрациях и температуре электронов, не превышающей нескольких электрон-вольт, спектр излучения плазмы состоит в основном из линий нейтральных атомов. Интенсивность таких линий определяется числом актов возбуждения и выражается следующим образом:

$$J = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle, \quad (3)$$

где n_e — концентрация электронов, n_0 — концентрация нейтральных атомов, $\langle \sigma v \rangle$ — вероятность возбуждения, которая является функцией температуры. Любое изменение интенсивности свечения определяется изменением одной или нескольких указанных величин. Сами эти величины не являются независимыми. Так, например, увеличение электронной температуры приводит к выгоранию атомов, а увеличение концентрации нейтральных атомов ведет к уменьшению электронной температуры из-за потери энергии на возбуждение уровней и ионизацию. Следовательно, анализ формы интегрального (по спектру) свечения может дать только указание на возможное существование явления, но доказательной силы не имеет.

Было бы, конечно, неправильно полностью отрицать значение первых работ по моделированию с использованием фотосъемки. Особенно это относится к первым работам группы У. Бостика⁴¹. Фотографии свечения потока плазмы, обдувающего терреллу, показали, что имеется внешняя аналогия между явлениями в космосе и явлениями в лаборатории даже в том случае, если эксперимент осуществлен без анализа законов подобия. В настоящее время фотографические исследования представляют в основном историческую ценность, поскольку они стимулировали лабораторное исследование явлений в условиях, сопоставимых с космосом. Вряд ли имеет смысл останавливаться здесь на всех особенностях модельных опытов, использующих фотографический метод.

Первые опыты, отчетливо продемонстрировавшие вытеснение магнитного поля диполя из области существования потока плазмы и образование магнитосферы вблизи диполя, были выполнены примерно одновременно пятью группами физиков: Бостик (1963 г.)^{41, 42}; Дж. Кладис, Т. Миллер, Дж. Баскет (1964 г.)⁴³; М. Башинский, Б. Гиббс, Ф. Осборн, Дж. Гоур (1963—1964 гг.)⁴⁴⁻⁵⁰; Н. Кавашима, Н. Фукушима, С. Мори (1964—1965 гг.)⁵¹⁻⁵⁴ и Л. Даниельсон, Л. Линдберг, Г. Касаи (1964—1965 гг.)⁵⁵⁻⁵⁷. Все перечисленные работы выполнены при малых числах Рейнольдса ($Re_m \ll 1$) в условиях, когда длина свободного пробега меньше или соизмерима с характерным размером эксперимента. Кроме того, условия большинства экспериментов отличались от условий в космосе отсутствием магнитного поля, замороженного в поток плазмы. В некоторых опытах это

поле было несоизмеримо велико по сравнению с газокинетическим давлением. Основные характеристики плазмы в опытах по моделированию взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли содержатся в табл. II. В табл. III для удобства сопоставления условий образования искусственной магнитосферы приведены соответствующие безразмерные параметры.

Т а б л и ц а II

Параметры плазмы в модельных экспериментах

Авторы	v , см/сек	n , см ⁻³	T_e , эв	$\frac{T_e}{T_i}$	H , э	Литература
Алиханов и др.	$1,2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{14}$	1,5	1	300	58, 59
Манагадзе, Подгорный и др.	$3 \cdot 10^7$	10^{13}	15	5	40	23, 24, 60-62
Робертс и Тёрнер . . .	$3 \cdot 10^4$ 10^6	10^8 10^{12}	—	—	—	63
Кладис, Миллер, Баскет	$6 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{12}$	3	0,6	0	43
Осборн, Башинский, Гоур, Гиббс	$2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{13}$	3	—	0	44-50
Кавашима, Фукушима, Мори	$4 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^{14}$	3	—	0;700	51-54
Паг, Патрик	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{12}$	50	—	150	64
Даниельсон, Линдберг, Касаи	$5 \cdot 10^6$	10^{14}	2	—	700	55-57
Шведский проект . . .	$2,5 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{13}$	5	—	200	65-66

Т а б л и ц а III

Безразмерные параметры в опытах по моделированию магнитосферы

Авторы	Re_m	$M_A = \frac{\bar{v}}{v_A}$	$M_s = \frac{\bar{v}}{v_s}$	λL	$\beta = \frac{nkT}{H^2/8\pi}$
Манагадзе, Подгорный и др.	10^3	10	8	10	4
Робертс, Тёрнер . .	10^{-3} 3	— —	10^{-2} 1	1 1	
Кладис, Миллер, Баскет	40	—	10	1	
Осборн, Башинский, Гоур, Гиббс	12	—	1	10^{-1}	
Кавашима, Фукушима, Мори	3	1 *)	4,5	$5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-1} *$
Даниельсон, Линдберг, Касаи	6	0,3 *)	3,5	10^{-1}	$10^{-2} *$
Параметры, вытекающие из принципа ограниченного моделирования . . .	10^2	7-10	3-5	10	≥ 1

*) Неясно, было ли приложенное извне поле, перпендикулярное скорости, заморожено в плазму.

Все измерения производились с помощью магнитных зондов, и данные всех лабораторий не вступают в противоречия друг с другом.

На больших расстояниях от диполя, где магнитное давление дипольного поля меньше кинетического давления потока, плазма полностью (в пределах точности измерений) вытесняет магнитное поле. Вблизи терреллы всегда наблюдается увеличение напряженности магнитного поля по сравнению с полем невозмущенного диполя. Такое увеличение напряженности является следствием сжатия плазмой магнитного потока. В работе ⁴⁸ показано, что образование области сжатого поля, которую можно интерпретировать как магнитосферу, происходит начиная с определенной мощности источника плазмы. Авторы отмечают, что при полном вкладе энергии в источник, меньшем 720 дж, наблюдается «типичное инжекционное взаимодействие». Измерения же, выполненные при вкладах энергии 1620 и 2490 дж, показали отчетливое вытеснение и довольно резкую границу магнитосферы.

На первый взгляд кажется весьма заманчивым связать проникновение плазмы при малой мощности источника с инъекцией плазмы в магнитосферу и последующим образованием радиационных поясов. Однако, несомненно, более простым и естественным является предположение, что с уменьшением вкладываемой в источник энергии уменьшаются скорость потока и температура плазмы и, следовательно, увеличивается толщина скин-слоя. В результате граница магнитного поля расплывается и становится соизмеримой с размерами магнитосферы. В работе Осборна и др. ⁵⁰ не содержится данных об изменении параметров плазмы при изменении условий работы их источника, но если учесть, что приведенные в статье данные соответствуют $Re_m \sim 12$ и, по-видимому, отвечают лучшим режимам инжектора, то, используя имеющиеся в литературе характеристики коаксиального инжектора, можно утверждать, что снижение вкладываемой энергии в три раза может снизить магнитное число Рейнольдса до единицы. Иными словами, при энергии ~ 700 дж в работе ⁵⁰ размер магнитосферы должен стать соизмеримым с толщиной скин-слоя. Такое заключение согласуется с утверждением авторов статьи, что с уменьшением мощности источника граница между полем и плазмой сначала расплывается, а затем исчезает полностью.

Следует отметить также, что значение $Re_m \sim 12$, полученное из проводимости по формуле $\sigma = 1,9 \cdot 10^2 T_e^{3/2} (эВ) / \ln \Lambda$, является завышенным. Дело в том, что анализ баланса давлений потока и магнитного поля показывает, что средняя масса ионов на порядок величины превосходит массу атома водорода. Кроме того, в статье отмечается, что в большинстве экспериментов плазма была в основном бариевая. Это означает, что проводимость плазмы должна быть меньше из-за наличия двухзарядных ионов (второй потенциал ионизации 10,1 эВ, а электронная температура плазмы 3 эВ) и, кроме того, эффективные сечения взаимодействия электронов определяются не только кулоновским рассеянием, но и процессами возбуждения и ионизации, что также ведет к уменьшению проводимости.

Более детально образование магнитосферы исследовалось в работе ⁴³. Здесь использовалась водородная плазма с меньшей концентрацией и большей направленной скоростью (см. табл. I и II). Хотя условия бесстолкновительности $\lambda/L \gg 1$ для образования магнитосферы здесь также нельзя считать выполненными, параметры плазмы были ближе к тем, которые вытекают из принципа ограниченного моделирования.

Основным результатом, полученным в этой работе, является исследование формы границы магнитосферы на дневной стороне. Экспериментальные точки удовлетворительно укладываются на теоретическую кривую, полученную ранее ⁶⁷ для сверхзвукового обтекания диполя. Такое

согласие еще не доказывает безоговорочного принятия для рассматриваемого эксперимента модели сверхзвукового обтекания. Дело в том, что если принять температуру ионов, равную 4 эв , как это делают авторы статьи⁴³, то непонятно, какой механизм может быть ответственным за образование ударной волны. Отсутствие магнитного поля, вмороженного в плазму, не позволяет образоваться ударной волне за счет распространения магнитогидродинамических волн. Диссипация за счет ионно-звуковых колебаний также, по-видимому, исключается, так как для возбуждения ионного звука необходимо $T_e > T_i$. Единственным механизмом диссипации могут служить кулоновские столкновения, однако для того, чтобы их эффективность была достаточно велика, необходимо, чтобы концентрация плазмы была несколько выше или температура несколько ниже значений, указанных в статье. Отсутствие прямого доказательства существования ударной волны подчеркивается авторами рассматриваемой работы. Следует отметить также наличие потока плазмы через области предполагаемого положения нейтральных точек. К сожалению, вся информация об этом явлении содержится в единственной фразе, причем ни условия опыта, ни величина проникающего потока плазмы не указаны.

Серию экспериментов по моделированию магнитосферы выполнили в Японии Кавашима, Фукушима и Мори. Эти эксперименты характерны еще большим вкладом кулоновских столкновений, чем предыдущие. Методы исследования были теми же; кроме того, двойными электрическими зондами определялась концентрация. Измерения выполнялись на гелие и аргоне. Ширина переходной области получилась равной размеру магнитосферы ($\sim 10\text{ мм}$). Наблюдалось эффективное проникновение плазмы в магнитосферу: на расстоянии $\sim 5\text{ мм}$ от поверхности диполя концентрация составляла $0,5$ от концентрации в потоке. Низкое магнитное число Рейнольдса ($Re_m = 3$) и малая длина свободного пробега ($\lambda = 0,5\text{ мм}$) не позволили получить условия, сопоставимые с космосом.

В отдельных экспериментах японской группы использовалось дополнительное однородное магнитное поле, приложенное параллельно оси диполя. Если направление этого поля совпадало с направлением поля в магнитосфере на дневной стороне, то граница магнитосферы отодвигалась. Изменение взаимного направления полей на противоположное способствовало увеличению потока плазмы к террелле. Неясно, можно ли рассматривать эти опыты в связи с исследованиями влияния поля, вмороженного в плазму, на эффект взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли, так как в работах Кавашимы и сотрудников нет прямых указаний на вмороженность поля в плазму.

Работы, выполненные в Швеции⁵⁶⁻⁵⁷, настолько совпадают с японскими по методу исследований, по параметрам и результатам, что нет необходимости рассматривать их отдельно. Общим недостатком рассмотренных работ является малое значение отношения длины свободного пробега частиц в потоке к размеру магнитосферы. Такие условия проведения опыта не дают возможности производить прямое сопоставление результатов экспериментов с явлениями в космосе, где бесстолкновительная диссипация является доминирующей. Другим важным фактором является правильный подбор магнитного поля, вмороженного в плазму. Полное отсутствие магнитного поля означает невозможность диссипации энергии за счет неустойчивости альвеновских волн. Слишком же сильное магнитное поле препятствует раскачке ионно-звуковых колебаний, даже если $T_e > T_i$. Вторым общим недостатком рассмотренных выше работ является отсутствие данных о профиле концентрации, иными словами, отсутствие прямого доказательства существования границы между плазмой искусственного солнечного ветра и магнитным полем магнитосферы.

Свободной от перечисленных недостатков является работа, выполненная в ИКИ АН СССР^{23, 62}, где все параметры эксперимента, в том числе напряженность магнитного поля в плазме, были выбраны в соответствии с принципом ограниченного моделирования. Для сравнения с условиями других экспериментов эти данные также содержатся в табл. III. Для того чтобы исключить возмущающее действие зондов, измерения концентрации производились бесконтактным методом и в опытах использовался

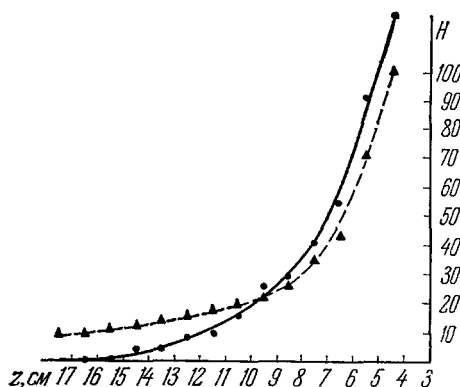


Рис. 1. Напряженность магнитного поля в лабораторном эксперименте (дневная сторона) при обдувании плазмой, не содержащей замороженного магнитного поля.

Пунктиром показано поле невозмущенного диполя.

бесстолкновительной плазмы, не содержащей замороженного поля, с диполем. По оси ординат отложена напряженность магнитного поля, по оси абсцисс — расстояние от центра диполя в направлении к источнику плазмы (аналог оси Солнце — Земля). На рисунке отчетливо видно вытеснение поля на больших расстояниях от диполя и возрастание напряженности вблизи него. Пунктирной кривой изображено поле невозмущенного диполя. Сплошной кривой представлено распределение магнитного поля при обдувании диполя потоком бесстолкновительной плазмы. Точка пересечения кривых отвечает равенству давлений потока и магнитного поля.

Распределение магнитного поля при обдувании диполя плазмой с замороженным в нее магнитным полем 40 э (значение 40 э следует из выбора альвеновского числа Маха таким, как и в плазме солнечного ветра) изображено на рис. 2. Здесь, как и в космосе, на больших расстояниях от диполя приборы регистрируют магнитное поле, замороженное в плазму. Вблизи Земли (или терреллы) поле диполя искажено относительно слабо. В переходной области наблюдается довольно резкий скачок напряженности. Неоднократные выбросы магнитного поля в переходной области на кривой, полученной в космосе, возможно, являются следствием дрейфа поло-

производились бесконтактным методом и в опытах использовался двумерный диполь. Преимущество такой системы обсуждалось в гл. II.

Эксперименты, выполненные с бесстолкновительной плазмой⁶², показали, что, начиная с некоторого расстояния от диполя, определяемого равенством давления магнитного поля и давления потока плазмы, магнитное поле диполя полностью вытесняется плазмой. Если напряженность первоначально замороженного в плазму поля равна нулю, то в области вытесненного поля напряженность с точностью настоящего эксперимента ($\sim 1 \text{ э}$) также равна нулю. Вблизи диполя магнитное поле при обдувании диполя плазмой возрастает, как это наблюдалось в ранних экспериментах. На рис. 1 приведен типичный результат эксперимента по взаимодействию

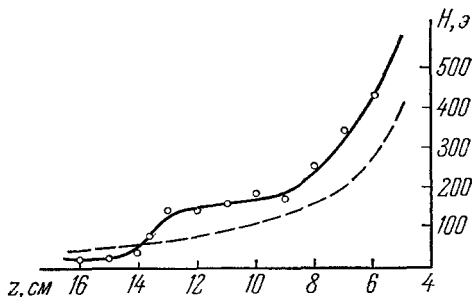


Рис. 2. Вертикальная составляющая напряженности магнитного поля при обдувании диполя потоком плазмы с параметрами, выбранными исходя из принципа ограниченного моделирования.

жения ударной волны со скоростью, в несколько раз превышающей скорость спутника. К обсуждению величины скачка и к вопросу о ширине переходного слоя в эксперименте мы еще вернемся в связи с моделированием бесстолкновительной ударной волны.

Имеющиеся теоретические данные для формы магнитосферы, полученные в гидродинамическом приближении^{78, 79}, и результаты измерений в космосе показали, что силовые линии деформируются так, что ось диполя как бы претерпевает излом и обе «полуоси» — северная и южная — наклонены вперед. При обдувании двумерного диполя бесстолкновительной плазмой отчетливо получается наклон полуосей. Дальнейшее уточнение хода силовых линий в настоящем эксперименте не производилось,

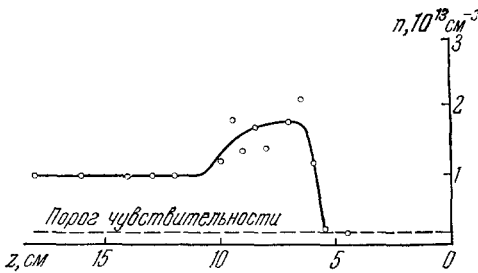


Рис. 3. Распределение концентрации на дневной стороне в модельном эксперименте.

Приведено значение, усредненное вдоль луча интерферометра.

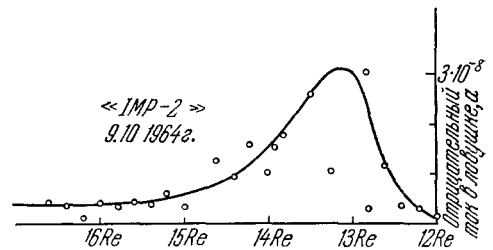


Рис. 4. Ток насыщения на зонд ($\sim n_e \sqrt{T_e}$), измеренный на спутнике, в зависимости от расстояния до Земли.

так как в планы этого цикла исследований не входило детальное сравнение карт магнитного поля на дневной стороне для геомагнитного поля и космоса. Для проведения этих опытов, так же как и для моделирования магнитных бурь, необходим переход к установкам значительно большего масштаба.

Приведенные магнитные измерения однозначно указывают на существование магнитосферы в модельных экспериментах и в том случае, когда режим эксперимента заведомо бесстолкновительный. Независимой проверкой явились опыты по изучению распределения концентрации вдоль вектора скорости невозмущенного потока. Данные, полученные с помощью лазерного интерферометра, работающего на инфракрасной линии 3,39 мкм, изображены на рис. 3. В той области, где магнитный зонд регистрирует только поле, замороженное в плазму, концентрация при выключении магнитного поля диполя не меняется, т. е. возмущающее действие диполя не сказывается. Вблизи диполя в области, где напряженность магнитного поля возрастает под действием потока плазмы, концентрация составляла не более 20% ($\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) концентрации в невозмущенном потоке. Для сравнения с данными искусственных спутников на рис. 4 приведена одна из кривых, полученных на аппарате «IMP-2». Однако на этой кривой в отличие от кривой, полученной в лаборатории, представлена не непосредственно концентрация, а ток насыщения на зонд, т. е. произведение концентрации на корень квадратный из температуры. Поскольку на фронте ударной волны происходит нагревание плазмы, в действительности скачок концентрации вблизи границы магнитосферы получается не таким сильным, как это представлено на кривой рис. 4.

Подводя итоги работ по моделированию магнитосферы, можно утверждать, что лабораторные эксперименты позволяют моделировать магнитосферу в условиях, сопоставимых с условиями в космосе. Данные

космических и лабораторных измерений находятся в согласии. Дальнейшие работы по лабораторному исследованию магнитосферы следует направить по пути поисков возможных путей проникновения плазмы в магнитосферу, в частности через нейтральные точки.

Эксперименты по моделированию магнитосферы становятся все более популярными; к сожалению, большинство из них выполняется без подробного анализа начальных условий. Так, например, недавно появилась работа А. Рубина⁶⁸, в которой отчетливо показано наличие границы между плазмой и полем. К сожалению, приводятся только скорость потока ($\bar{v} = 3 \cdot 10^6$ см/сек) и концентрация ($n = 9 \cdot 10^{13}$ см⁻³). На границе с магнитным полем наблюдается плавное изменение концентрации. По-видимому, в работе Рубина имело место дозвуковое обтекание с небольшой длиной пробега частиц, поэтому детальное сопоставление результатов этой работы с данными измерений в космосе и исследования обтекания магнитного диполя бесстолкновительной плазмой было бы незаконным.

IV. МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ У ГРАНИЦЫ МАГНИТОСФЕРЫ

Исследование бесстолкновительных ударных волн является одной из самых актуальных задач современной физики плазмы. Помимо чисто научного интереса, изучение таких волн в лаборатории дополнительно стимулируется поисками путей разогрева плазмы до термоядерных температур. Основные положения теории бесстолкновительных ударных волн в плазме сформулированы задолго до начала их детального исследования в лаборатории. Размерный анализ показывает, что структуру бесстолкновительной ударной волны определяют пять основных безразмерных параметров:

1. Число Маха M .
2. Отношение плотности тепловой энергии к плотности энергии магнитного поля $\beta = nkT/(H^2/8\pi)$.
3. Отношение плотности энергии магнитного поля к плотности релятивистской энергии, заключенной в электронах плазмы, $\alpha = (H^2/8\pi)/nmc^2$. Другой физический смысл параметра α — это квадрат отношения циклотронной частоты электронов к лэнгмюровской частоте.
4. Угол между направлением силовых линий и фронтом ударной волны θ .
5. Отношение температуры электронов к температуре ионов $\gamma = T_e/T_i$.

В зависимости от величины этих параметров изменяется как ширина фронта ударной волны, так и характер его структуры. Наиболее характерные условия образования ударной волны исследованы теоретически, и основные результаты расчета ширины фронта Δ можно представить следующим образом:

1. $H \approx 0$, $\gamma \geq 1$. $\Delta \approx 10\lambda_D$, где $\lambda_D = \sqrt{kT/8\pi ne^2}$ — радиус Дебая. Структура ударной волны в этом случае может определяться интенсивными ионно-звуковыми колебаниями. Теория этого явления хорошо изучена для чисел Маха меньше так называемого критического (для данного случая $M_{кр} \approx 1,6$). При таких числах Маха ударный фронт представляет собой уходящую назад регулярную осцилляторную структуру с длиной волны $\lambda \sim \lambda_D$. При $M > M_{кр}$ единственный строгий вывод, который можно сделать из современной теории, — это опрокидывание фронта и появление многопоточного движения ионов. Возникает тривиальный соблазн объяснить диссипацию развитием многопоточковой ионной неустойчивостью с шириной $(10-100)\lambda_D$.

2. $1 < M_A < M_{кр} \sim 3$, $\theta = 0$, $\alpha \ll 1$, $\beta < 1$. $\Delta \approx c/\omega_0$, где $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ — лэнгмюровская частота.

При не слишком малом α фронт представляет собой затухающую уходящую назад осцилляторную структуру с характерной длиной c/ω_0 .

3. $M_A > 1$, $\sqrt{m/M} < \theta < \pi/2$, $\beta < 1$. Уходящие вперед затухающие осцилляции с характерной длиной $c/\Omega_0\theta$, где $\Omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n/M}$ — ионная лэнгмюровская частота.

4. $M_A > M_{кр} \approx 3$, $\theta = 0$, $\alpha \ll 1$, $\beta < 1$. $\Delta \sim c/\Omega_0$ — происходит опрокидывание фронта.

5. $\beta > 1$. Здесь возможен класс структур ударных волн, в которых диссипация определяется колебаниями с длиной волны ρ_i ⁶⁷. В зависимости от числа Маха может быть как регулярная осцилляторная структура, так и турбулентная структура (например, определяемая альвеновской или магнитозвуковой турбулентностью и свистами).

Здесь мы не будем останавливаться на многочисленных экспериментальных работах по исследованию прямых и косых ударных волн, подтверждающих основные положения теории. Для возбуждения ударных волн в этих работах использовался в качестве поршня крутой импульс магнитного поля. Условия проведения экспериментов приведены в табл. IV.

Таблица IV

Авторы	α	β	M_A	θ	Литература
Пауэл и др.	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-1} - 2$	$1 - 20$	$0 - \pi/2$	69
Алиханов и др.	$10^{-5} - 10^{-1}$	$10^{-4} - 10^{-1}$	$1 - 6$		58
Смолкин, Шолин и др.	$10^{-6} - 5 \cdot 10^{-4}$	$10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$	$1 - 8$	0	70
Мартоне	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 - 6$	0	71
Хинтц	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-2} - 1$	$1,5 - 9$	0	72
Робсон, Шеффилд	$2 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$2,5 - 6$	0	73
Ходура и др.	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$10^{-2} - 5$	$0 - 30^\circ$	74

В настоящее время можно считать, что существующие представления могут служить нулевым приближением для сопоставления с экспериментом.

Из приведенных данных следует, что характер фронта достаточно сильно зависит от начальных условий. Поэтому при анализе работ по моделированию ударной волны вблизи магнитосферы Земли прежде всего необходимо выяснить, насколько условия опыта согласуются с условиями взаимодействия солнечного ветра с магнитным полем Земли.

Если принять, что в солнечном ветре $\beta \gg 1$, то наиболее вероятными типами структур являются 1 и 5. В действительности, по-видимому, в сильной ударной волне возникает суперпозиция нескольких процессов, т. е. возбуждаются все основные колебания в плазме.

Значения безразмерных параметров, характеризующих особенности бесстолкновительной ударной волны при взаимодействии солнечного ветра с магнитным полем Земли и значения этих же параметров в лабораторных экспериментах, представлены в табл. V.

Числа, отмеченные звездочкой, получены из электронной температуры $T_e = 50$ эв, оцененной по балансу энергии. Поскольку метод определения температуры ненадежен, а значение T_e слишком велико для аппаратуры такого типа, то, по-видимому, соответствующее значение T_e является завышенным, возможно, даже на порядок величины.

Значение β является также завышенным. На невысокую электронную температуру плазмы в этом эксперименте указывает также сильное свечение водородной плазмы, что следует из рисунков, приведенных в работе ⁶⁴. Результаты трех работ, перечисленных в табл. V, впервые были доложены на конференции по ударным волнам в Новосибирске.

Таблица V

	$\frac{\lambda}{c/\Omega_0}$	M_A	M_s	α	β	γ
Космос	10^7	6—8	5	10^{-4}	1	~ 5
ИЯФ СО АН СССР ⁵⁸ . . .	$3 \cdot 10^{-2}$	2,4	10	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-1}	1
«AVCO», США ⁶⁴	$2 \cdot 10^2$	1,6—1,9	4 *	10^{-4}	1 *	?
ИКИ АН СССР ²³	20	8—10	8	10^{-5}	3	~ 5

В опытах Э. Пага и Р. Патрика ⁶⁴ плазма транспортировалась от источника до области взаимодействия в продольном ведущем магнитном поле. Помимо продольного магнитного поля, в потоке плазмы существовала азимутальная компонента H_ϕ , проходящая через нуль на оси установки. Присутствие H_ϕ , по-видимому, означает протекание по плазме тока вдоль оси симметрии установки. Взаимодействие потока плазмы

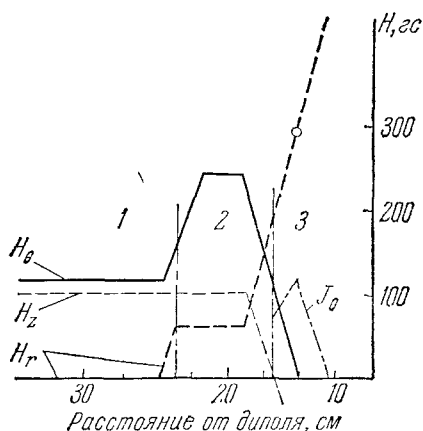


Рис. 5. Распределение компонент магнитного поля в опытах (США).

H_z в плазме антипараллельно оси диполя. Измерения выполнены на расстоянии 5 см от оси установки.

происходило с магнитным полем кольцевой катушки диаметром около 20 см, расположенной так, чтобы ее ось совпадала с осью установки, а следовательно, и с направлением вектора скорости плазмы в невозмущенном потоке. Направление поля катушки было противоположно ведущему полю. Конфигурация силовых линий в области взаимодействия получилась близкой к конфигурации ловушек со встречными полями, но дополнительно осложнялась отличной от нуля компонентой H_ϕ . Фотографии плазмы также напоминают соответствующие кадры киносъемки наполнения ловушек со встречными полями плазмой ⁷⁵. Все измерения, включая определение импульса потока плазмы, производились магнитными зондами.

В работе Пага и Патрика ⁶⁴ отчетливо показано существование области магнитного поля, свободного от плазмы.

Хотя из-за специфики опыта форма области поля, свободной от плазмы, сильно отличается по своей структуре от магнитосферы Земли, эти опыты можно рассматривать в качестве модельных по отношению к ударной волне.

На границе плазма — поле зонды регистрировали скачки всех трех компонент магнитного поля. Типичное распределение полей на границе изображено на рис. 5. Азимутальная составляющая возрастает в пограничном слое в 2—2,5 раза. Радиальная составляющая полностью вытесняется из области невозмущенного потока, и, наконец, аксиальная составляющая переходит через нуль, так как поле катушки включено навстречу ведущему полю. Приведенное распределение поля в пограничной области отвечает той форме, которая должна наблюдаться при образовании удар-

ной волны, и интерпретируется авторами работы как фронт косой бесстолкновительной ударной волны. Такая волна при числах Маха, меньших критического, не должна опрокидываться и должна иметь уходящую вперед осцилляторную структуру. Отсутствие прямых данных о температуре плазмы, к сожалению, не позволяет полностью отбросить влияние кулоновских столкновений на структуру волны.

Эксперименты в ИЯФ СО АН СССР были выполнены на двумерном диполе⁵⁸. Как и в предыдущей работе, использовалось сильное ведущее магнитное поле, поэтому вектор магнитного поля в невозмущенном диполе был параллелен вектору скорости плазмы. Эксперименты производились при докритических альвеновских числах Маха. Диссипация энергии на ионно-звуковых колебаниях происходить не могла, так как не выполнялись характерные для космической плазмы условия: $\beta \geq 1$ и $T_e > T_i$. Отличительной чертой работы⁵⁸ является использование богатого арсенала диагностических средств, включая лазерный интерферометр с широким полем зрения.

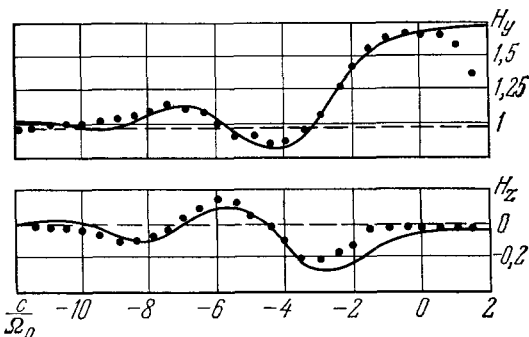


Рис. 6. Осцилляторная структура косой ударной волны.

Выбор концентрации в потоке ограничивался порогом регистрации интерферометра. Начальная концентрация была равна $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что при температуре 1,5 эв соответствует длине свободного пробега, меньшей ширины фронта. Несмотря на плохо выполненные условия бесстолкновительности, наблюдалась осцилляторная структура косой волны с уходящими вперед осцилляциями компонент магнитного поля. Полученные осциллограммы (рис. 6) практически не отличаются от нарисованных от руки картинок предполагаемой структуры волны, содержащихся в обзоре⁷⁶. В работе⁵⁸ отмечается, что осцилляции наблюдаются только при достаточно хорошо замагниченной плазме, т. е. при $\omega_H \tau_e \geq 1$. При невыполнении условия замагниченности колебательный характер фронта не проявляется и фронт становится аperiодическим. Скачок концентрации на фронте равен примерно 3. С помощью системы фильтров исследовались колебания, излучаемые в районе скачка концентрации. Их характерная частота составляет $\sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ гц}$, при $\Omega_H = 3 \cdot 10^6 \text{ гц}$ и $\omega_r = \sqrt{\Omega_H \omega_H} = 1,2 \cdot 10^8 \text{ гц}$. Здесь и в дальнейшем изложении приняты следующие обозначения: $\omega_H = eH/mc$ и $\Omega_H = eH/Mc$.

Ближе всего к условиям в космосе подходят параметры работы ИКИ АН СССР, содержащиеся в последней строке табл. V. Наиболее существенной особенностью настоящих работ является большое значение альвеновского числа Маха по сравнению с критическим и возможность диссипации энергии на ионно-звуковых колебаниях благодаря выполнению условий $T_e > T_i$ и $\beta \geq 1$. Сколько-нибудь заметный вклад кулоновских столкновений в диссипацию энергии полностью исключен, так как длина свободного пробега в плазме превышает ширину переходной области плазма — поле на два порядка величины.

Магнитные измерения, выполненные на дневной стороне, показали, что в пограничной области между невозмущенным потоком плазмы и магнитосферой происходит переориентация вектора магнитного поля (если поле, вмороженное в плазму, и поле магнитосферы на дневной стороне

антипараллельны) и наблюдаются резкие выбросы. Основное внимание в эксперименте было сосредоточено на исследовании ударной волны вблизи лобовой точки. Поэтому значительная часть измерений посвящена изучению изменения поля вдоль оси z , параллельной вектору скорости плазмы и пересекающей ось симметрии двумерного диполя. В силу симметрии задачи напряженность невозмущенного поля вдоль оси z имеет только вертикальную составляющую, т. е. $H(z, 0) = H_y(z)$. Типичная зависимость напряженности магнитного поля от расстояния до оси диполя представлена на рис. 2. Из рисунка видно, что на границе невозмущенного потока наблюдается довольно резкое возрастание магнитного поля,

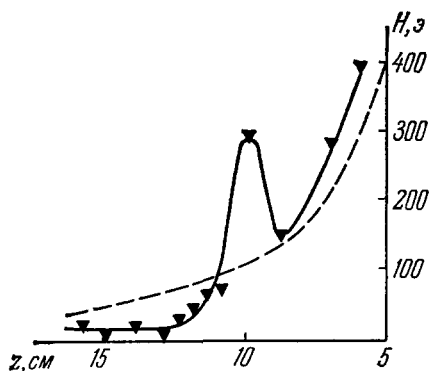


Рис. 7. Распределение магнитного поля на дневной стороне в модельном эксперименте при неравномерном распределении магнитного поля в сгустке.

которое затем переходит в небольшое плато, а затем магнитное поле вновь возрастает, образуя магнитосферу. Исходя из теории ударных волн, возникающих при сверхзвуковом обтекании препятствия, такой профиль магнитного поля естественно объяснить образованием ударной волны, отошедшей от магнитосферы. По чисто внешним признакам и по аналогии с профилем поля, полученным в космических исследованиях, первое возрастание напряженности можно отождествить с фронтом ударной волны. Участок слабого изменения напряженности магнитного поля аналогичен потоку плазмы за фронтом ударной волны или так называемой области турбулентной плазмы, если пользоваться терминологией, заим-

ствованной из работ, выполненных на искусственных спутниках Земли. Кривая, приведенная на рис. 2, получена усреднением по большому числу измерений. Поэтому здесь не видны флуктуации поля. Наконец, второе возрастание напряженности отвечает магнитопаузе в геомагнитном поле или магнитному поршню, возбуждающему отошедшую ударную волну. Возрастание вертикальной компоненты напряженности магнитного поля на рис. 5 происходит примерно в пять раз. С другой стороны, из соотношения Гюгонио следует, что напряженность магнитного поля на фронте ударной волны в газе с тремя степенями свободы может возрастать не более чем в 4 раза. Кажущееся несоответствие объясняется слабым возрастанием компоненты магнитного поля, параллельной стержням с током (H_x). В условиях данного опыта такая компонента возрастает не более чем в 2 раза. В результате составляющая H в плоскости фронта ударной волны возрастает примерно в 4 раза и одновременно при обтекании диполя происходит изменение наклона вектора напряженности магнитного поля.

Флуктуации магнитного поля в пограничной области между невозмущенной плазмой и магнитным полем отчетливо наблюдаются на стадии формирования магнитосферы в модельных опытах. Выбросы поля получаются особенно большими в том случае, когда головная часть сгустка плазмы несет значительное по величине вмороженное поле. Тогда в переходной области во время формирования магнитосферы наблюдается острый выброс магнитного поля, превосходящий по величине в несколько раз среднее значение поля, вмороженного в невозмущенную плазму. Положение этого выброса и его величина плохо воспроизводились от раза к разу. Результаты магнитных измерений на стадии формирования магни-

тосферы даны на рис. 7. Положение выброса и его абсолютная величина представлены на графике одной точкой. Абсцисса этой точки соответствует среднему положению выброса, а ордината — средней его величине. Амплитуда выброса изменяется от раза к разу в два-три раза, а положение его максимума дрейфует в районе ± 1 см от среднего положения. Сильные флуктуации и плохая воспроизводимость не позволяют аккуратно построить контуры выброса. Поэтому на графике представлено только среднее значение.

Появление выброса магнитного поля на начальной стадии взаимодействия сгустка плазмы с магнитным полем естественно приписать сжатую магнитного потока, вмороженного в головную часть сгустка. Если кривая распределения магнитного поля в головной части сгустка является более крутой, чем распределение концентрации, то в этом районе отношение напряженности магнитного поля к концентрации плазмы H/n значительно выше, чем в остальной плазме. Возрастание концентрации на фронте ударной волны приводит к возрастанию и вмороженного в сгусток поля. В результате поджатия основным потоком плазмы относительно низкой концентрации плазма в головной части сжимается сильнее, и при достаточно крутом контуре поля такое возрастание может привести к коммулятивному всплеску поля в несколько раз большему, чем среднее его возрастание на ударном фронте.

Контрольные опыты однозначно показали, что природа наблюдающихся флуктуаций связана с неоднородностью вмороженного в сгусток поля. С другой стороны, известно, что в солнечном ветре существуют разрывы, по обе стороны от которых полное давление одинаково:

$$\frac{H^2}{8\pi} + nk(T_e + T_i) = \text{const.}$$

Для некоторых типов разрывов, например для таких, где сумма $T_e + T_i$ претерпевает скачок, отношение H/n также изменяется скачком. Это означает, что в плазме солнечного ветра реализуются условия, аналогичные рассмотренным в настоящем эксперименте, т. е. флуктуации магнитного поля в солнечном ветре должны возрастать при переходе потока плазмы через ударную волну. Взаимодействие солнечного ветра с магнитным полем Земли, по-видимому, сопровождается усилением таких флуктуаций, которые и наблюдаются за фронтом ударной волны в так называемой зоне турбулентной плазмы.

Независимым подтверждением образования ударной волны в экспериментах по сверхзвуковому обтеканию магнитного диполя говорят также результаты прямого измерения концентрации плазмы вдоль оси z ⁶² (см. рис. 3). Область, в которой концентрация плазмы примерно в два раза выше концентрации в невозмущенном потоке, имеет протяженность 4—5 см, что совпадает с размерами переходной области, определенными по магнитным измерениям. Приведенная на рис. 3 кривая профиля концентрации характеризует ширину переходной области и доказывает существование магнитосферы — свободной от потока плазмы, однако величина скачка концентрации (~ 2) является, по-видимому, заниженной из-за краевых эффектов. Дело в том, что интерферометр измеряет среднюю концентрацию вдоль пути луча. Поскольку длина стержней диполя составляет 25 см, а область повышенной концентрации расположена на расстоянии 8—10 см от оси диполя, среднее значение концентрации может быть заметно ниже, чем ее значения в том районе, где роль краевых эффектов пренебрежимо мала. Исходя из оценок, можно полагать, что действительная величина скачка составляет приблизительно 3,5 раза.

Образование ударной волны при концентрации $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температуре $\sim 15 \text{ эв}$ невозможно объяснить диссипацией за счет кулоновских столкновений, так как длина свободного пробега значительно превышает характерный размер области взаимодействия с магнитным полем. Образование ударной волны в рассматриваемом эксперименте может происходить только за счет бесстолкновительных процессов, среди которых в первую очередь следует назвать раскачку ионного звука и неустойчивость альвеновских волн. В настоящее время грудно сделать однозначный выбор между возможными механизмами диссипации, однако на наличие такого механизма указывает также значительная по сравнению с c/ω_0 ($\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ — электронная лэнгмюровская частота) ширина переходной области плазма — магнитное поле.

Полученная на опыте ширина переходного слоя $\Delta = 4-5 \text{ см}$ достаточно хорошо согласуется с шириной ударного фронта при обтекании препятствия бесстолкновительной плазмой со скоростью, превышающей критическую альвеновскую скорость, и с шириной фронта, которую следует ожидать и при развитии магнитогидродинамических неустойчивостей^{76, 77}. Полученное значение $\Delta \approx c/\Omega_0$ достаточно хорошо согласуется с шириной фронта, измеренной на космических аппаратах.

V. НЕЙТРАЛЬНЫЙ СЛОЙ

При постановке экспериментов по моделированию формы геомагнитного поля на ночной стороне предполагалось, что поток плазмы проникает через границу магнитосферы. В литературе неоднократно высказывалось мнение, что проникновение вероятнее всего происходит через нейтральные точки, которые в двумерном случае вырождаются в нейтральные линии. Другим механизмом попадания плазмы в геомагнитный хвост может быть аномальная диффузия и неустойчивость границы плазма — магнитное поле.

Проникнув в магнитную полость, поток плазмы должен увлечь силовые линии на ночной стороне и тем самым привести к образованию нейтрального слоя, обнаруженного недавно с помощью искусственных спутников Земли. Напряженность поля в нейтральном слое равна нулю. Силовые линии вблизи средней плоскости параллельны нейтральному слою и имеют противоположные направления в северном и южном полупространствах. В действительности, по-видимому, магнитное поле в средней плоскости точно в нуль не обращается, однако его величина достаточно мала, чтобы пользоваться таким приближением. В этом смысле и следует понимать установившийся термин «нейтральный слой». Из предположения о вытягивании геомагнитного хвоста потоком плазмы следует, что на всем протяжении нейтрального слоя происходит замыкание через него силовых линий, однако вертикальная составляющая напряженности в нейтральном слое должна быть много меньше среднего вектора магнитного поля в хвосте $H_y \sim H_0 a/L$.

На рис. 8, а изображена форма силовых линий в плоскости, проходящей через магнитную ось и линию Земля — Солнце, по данным искусственных спутников. На рис. 8, б для сравнения приведена конфигурация невозмущенного поля магнитного диполя. Из сравнения конфигураций видно, что при образовании нейтрального слоя вертикальная составляющая магнитного поля H_y должна обращаться в «нуль» на некотором расстоянии от центра диполя. Термин «нулевое значение H_y » является в такой же степени условным, как и термин «нейтральный слой».

Рассмотрим теперь, как меняется форма магнитного поля на ночной стороне при обдувании магнитного диполя в эксперименте^{23, 62}. Изме-

рение производилось магнитным зондом с двумя катушками диаметром 6 мм, расположенными таким образом, чтобы зонд мог одновременно измерять две компоненты напряженности магнитного поля H_y и H_z . На рис. 9 представлены экспериментальные кривые распределения вертикальной составляющей H_y для: 1) поля невозмущенного диполя (пунктирная кривая) и 2) поля при обдувании двумерного диполя потоком плазмы (сплошная кривая).

Из сопоставления кривых видно, что взаимодействие плазмы с магнитным полем диполя приводит к обращению в нуль (в пределах точности

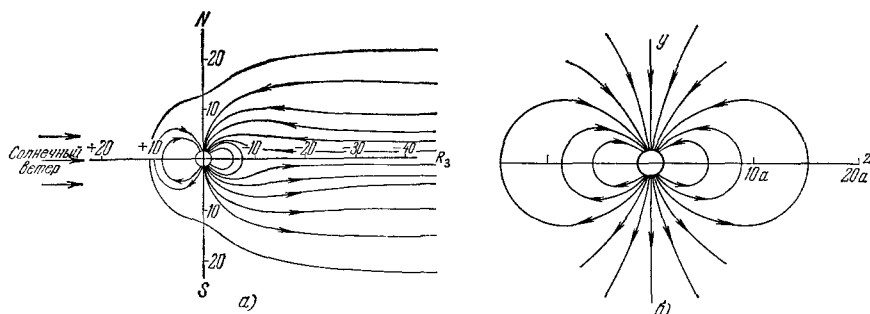


Рис. 8. а) Форма силовых линий Земли по данным искусственных спутников; б) конфигурация невозмущенного диполя.

измерений) вертикальной составляющей напряженности поля, начиная с расстояния ~ 15 см от центра диполя. Однако хорошее качественное совпадение этой экспериментальной кривой с той, которая должна получиться при образовании нейтрального слоя, еще не служит однозначным доказательством его формирования. Дело в том, что обращение составляющей H_y в нуль вдоль оси z не означает возрастания горизонтальных составляющих H_z , направленных в разные стороны выше и ниже предполагаемого нейтрального слоя.

Аналогичная кривая была экспериментально получена ранее в работе ⁴³ до сообщения о существовании нейтрального слоя в геомагнитном поле, но отсутствие в работе более подробных данных о конфигурации поля диполя в потоке плазмы не позволило обнаружить нейтральный слой в лабораторных условиях раньше, чем он был открыт с помощью искусственных спутников Земли. Кроме того, неточности юстировки магнитного зонда в центральной плоскости диполя и возможность небольшой асимметрии потока плазмы не позволяют установить, действительно ли составляющая H_y равна нулю в этой плоскости.

Значительно большую информацию дает эксперимент, в котором одновременно измеряются обе составляющие напряженности магнитного поля вблизи центральной плоскости. Такие измерения были предприняты при нескольких фиксированных значениях координаты z . В каждой серии измерений магнитный зонд передвигался в вертикальном направлении, пересекая экваториальную плоскость, и в каждой точке одновременно

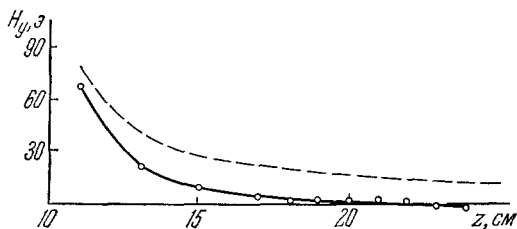


Рис. 9. Вертикальная составляющая магнитного поля на ночной стороне в модельном эксперименте.

Пунктиром показано поле невозмущенного диполя.

измерялись составляющие H_y и H_z . Результаты измерений дают возможность не только определить направление и величину вектора напряженности поля, но и проследить за постепенным переходом от конфигурации слабовозмущенного поля вблизи центра диполя к конфигурации нейтрального слоя на больших расстояниях. Кривые распределения магнитного поля для двух фиксированных значений координаты $z = 13$ и 18 см приведены на рис. 10 и 11.

На расстоянии 13 см от центра диполя нейтральный слой еще не сформирован, но уже видна тенденция к уменьшению составляющей H_y и увеличению H_z . Кривые, снятые на расстояниях 18 и 23 см от центра, свидетельствуют об обращении напряженности магнитного поля в нуль на оси z ;

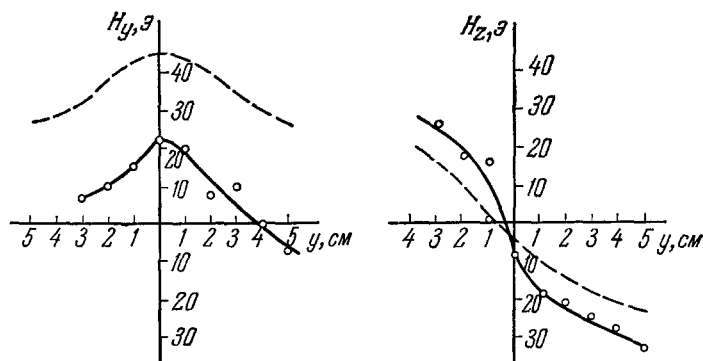


Рис. 10. Изменение компонент магнитного поля H_y и H_z на почной стороне при пересечении средней плоскости диполя на расстоянии от оси диполя 13 см.

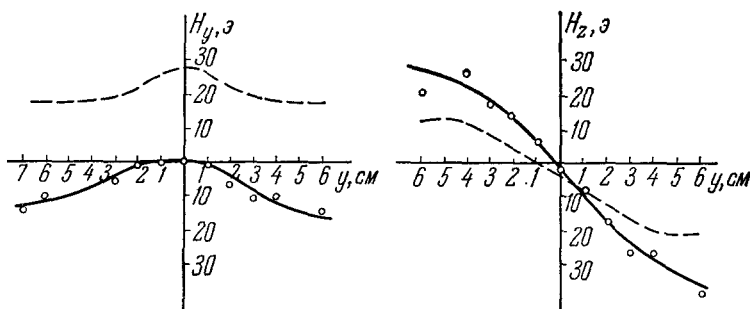


Рис. 11. Изменение компонент магнитного поля H_y и H_z на почной стороне при пересечении средней плоскости диполя на расстоянии от оси диполя 18 см.

при этом составляющая, перпендикулярная оси, имеет близкое к нулю значение в некотором интервале выше и ниже оси, измеряемом 2—3 см. Что касается составляющей H_z , то она также равна нулю на оси z и ее абсолютная величина плавно возрастает в обе стороны от оси. Иными словами, наблюдается именно то распределение, которое отвечает конфигурации нейтрального слоя в магнитном поле Земли.

Другой интересной особенностью результатов эксперимента является изменение направления компоненты H_y на расстоянии больше 20 см от центра диполя в районе, примыкающем к нейтральному слою. На расстоянии 25—30 см вертикальная составляющая в экваториальной плоскости вновь становится отличной от нуля и имеет направление, противоположное направлению невозмущенного поля диполя. Следует особо

отметить, что этому экспериментальному результату нельзя придавать слишком большое значение, так как вертикальная составляющая обратного знака имеет меньшую величину, чем вмороженное в свободный поток плазмы поле; кроме того, невозможно исключить влияние стенки

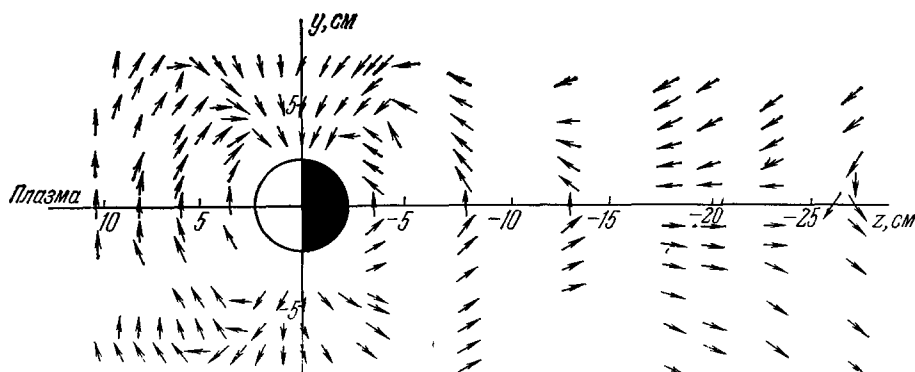


Рис. 12. Распределение направлений векторов магнитного поля.

камеры на конфигурацию поля вдали от терреллы. Возможно, что поведение вектора напряженности при образовании нейтрального слоя связано с развитием неустойчивости слоя, рассмотренной в работах ^{80, 81}.

Полная картина направлений вектора напряженности в модельном эксперименте представлена на рис. 12. Здесь наблюдается довольно протяженный участок, в котором силовые линии вблизи экваториальной плоскости параллельны скорости потока с одной стороны плоскости и антипараллельны с другой, т. е. наблюдается именно та конфигурация, которая отвечает нейтральному слою, обнаруженному с помощью искусственных спутников Земли. На больших расстояниях от диполя силовые линии расходятся. В настоящее время трудно сказать, является ли такое расхождение следствием развития неустойчивости или связано с условиями эксперимента. Оценки показывают, что время развития неустойчивости ⁸¹ превышает время эксперимента, в то же время гибель плазмы на боковых стенках вакуумной камеры должна привести к уменьшению наружного давления плазмы на магнитный хвост по мере увеличения расстояния от диполя.

Для подтверждения гипотезы о вытягивании хвоста из-за увлечения силовых линий важно иметь прямые экспериментальные данные о присутствии плазмы в области нейтрального слоя. На рис. 13 показана кривая распределения концентрации в средней плоскости на ночной стороне, показывающая, что концентрация плазмы здесь соизмерима с концентрацией в невозмущенном потоке.

Вытягивание силовых линий вдоль потока плазмы и наличие плазмы внутри искусственного геомагнитного хвоста однозначно указывают на существование механизма сильного взаимодействия между плазмой и магнитным полем, связанного с проникновением плазмы в поле. Распространенное мнение об особой роли нейтральных точек в эффекте затекания

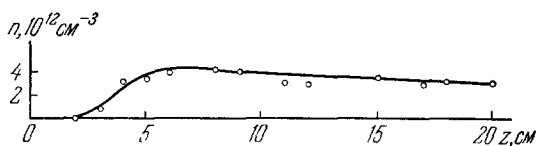


Рис. 13. Распределение концентрации в искусственном геомагнитном хвосте.

плазмы не имеет достаточного обоснования, так как для попадания в хвост после проникновения в область нейтральных точек плазма должна была бы двигаться поперек силовых линий магнитного поля, смещая их положение в направлении движения. В действительности при обтекании диполя плазмой силовые линии в районе оси диполя смещены по сравнению с невозмущенным полем не назад, а вперед. Затекание же плазмы за счет сложных дрейфовых траекторий не позволяет объяснить малое время формирования хвоста. В эксперименте это время соизмеримо с пролетными временами потока плазмы.

Значительно более вероятным представляется предположение о непрерывной диффузии плазмы, обтекающей диполь. Если скорость диффузии достаточна, чтобы обеспечить затекание плазмы, а обратная диффузия затруднена, то силовые линии магнитного поля вытягиваются вдоль вектора скорости невозмущенного потока. Такая ситуация имеет место при классической (столкновительной) диффузии, когда в результате проникновения плазмы в поле происходит ее нагревание и, следовательно, коэффициент диффузии уменьшается. Однако время классической диффузии в настоящем эксперименте явно недостаточно, чтобы объяснить затекание плазмы в хвост магнитосферы.

Оценки показывают, что время бомовской ⁸² диффузии обеспечивает попадание плазмы в нейтральный хвост. Принимая длину границы между плазмой и полем равной 20 см и подставляя в формулу

$$\delta \sim \frac{c}{\omega_0} \sqrt{\omega_H t} \quad (4)$$

параметры плазмы, получим глубину диффузии, равную 5 см. Обратная диффузия здесь также должна быть затруднена, но по другим причинам, чем это должно быть в случае классической диффузии. Дело в том, что размытие первоначально резкой границы концентрации и поля может явиться причиной уменьшения коэффициента аномальной диффузии (аналогичное утверждение справедливо также и для аномальной диффузии вследствие ионно-звуковой неустойчивости).

Другим механизмом вытягивания хвоста магнитосферы может служить возникновение тангенциальных натяжений вследствие неустойчивости тангенциального разрыва (скачок скорости) на границе между плазмой солнечного ветра и плазмой магнитосферы. Этот механизм может играть значительную роль при образовании геомагнитного хвоста в космосе, где скорость бомовской диффузии примерно на порядок величины меньше той, которая необходима для проникновения плазмы в нейтральный слой.

VI. ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В последнее время появились данные о прямых измерениях на спутниках и ракетах спектра флуктуаций электрического и магнитного полей ⁸³. Получение информации такого рода является в высшей степени важной, так как микрофлуктуации межпланетной плазмы играют ключевую роль в ряде фундаментальных явлений, таких, например, как процессы переноса (диффузия, вязкость, электропроводность) — через установление эффективной длины свободного пробега, генерация и распространение космических лучей (сводится по сути дела к проблеме поведения пробной частицы в заданном поле с заданным спектром колебаний).

Для воспроизведения в лаборатории турбулентных явлений рассмотрим условия их возбуждения и возможность моделирования. Наиболее

вероятными гипотезами происхождения турбулентных пульсаций в межпланетной плазме являются следующие:

1. Лэнгмюровская (плазменная) турбулентность. В лабораторной плазме часто самопроизвольно возбуждаются лэнгмюровские колебания вблизи плазменной частоты $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$. Для межпланетной плазмы $\omega_0 \sim 10^5$ гц. Как правило, источником таких колебаний являются пучковые неустойчивости. Хотя явления такого рода и сопровождают активность в солнечной короне, кажется маловероятным, чтобы они играли важную роль в межпланетной плазме.

2. Ионно-звуковая (фононная) турбулентность. Такая неустойчивость, как правило, развивается в условиях $T_e > T_i$, и плотность электрического тока превышает некоторое критическое значение. Это критическое значение получается из условия, чтобы средняя направленная скорость электронов относительно ионов в несколько раз превышала скорость ионного звука $\sim \sqrt{T_e/M}$. Верхняя граница спектра в ионно-звуковой турбулентности близка к ионной лэнгмюровской частоте $\Omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 n/M}$. В межпланетной плазме $\Omega_0 \sim 300$ гц. Можно ожидать, что эта турбулентность генерируется во фронте ударной волны и вблизи магнитосферы, т. е. там, где протекают большие электрические токи (или возникают взаимопроникающие ионные пучки).

В лабораторном эксперименте не представляет труда создать условия, необходимые для развития ионно-звуковой турбулентности, однако ее детектирование чрезвычайно затруднено. Характерный масштаб такой турбулентности порядка нескольких длин Дебая. Когда концентрация плазмы в модельном эксперименте достаточна для возникновения ионного звука, этот масштаб оказывается значительно меньшим возможных размеров приемных антенн.

В таких условиях флуктуации поля с различными длинами волн будут по-разному восприниматься зондом, так как величина сигнала на зонд ослабляется в $2\pi la/\lambda^2$ раз; здесь l и a — длина и радиус зонда соответственно. Применение двух электрических зондов диаметром 0,5 мм и длиной 3 мм позволило обнаружить на фронте ударной волны колебания с частотами ~ 100 Мгц, которые оказались не когерентными на расстояниях вплоть до 0,5 мм при $\lambda_D = 10^{-3}$ см. Этот результат, по-видимому, можно трактовать как обнаружение ионно-звуковой неустойчивости на фронте ударной волны. Возбуждение ионно-звуковой неустойчивости может быть обнаружено также методом комбинационного рассеяния.

3. Альвеновская турбулентность. В плазме высокого давления ($\beta > 1$) такая турбулентность легко возбуждается при наличии, например, анизотропии давлений. Так в простейшем случае, когда $p_{\parallel} > p_{\perp} + (H^2/4\pi)$, возникает шланговая неустойчивость — поперечные колебания, сопровождающиеся сдвигом силовых линий с характерной длиной волны в несколько ларморовских радиусов. В обратном случае, когда p_{\perp}/p_{\parallel} больше некоторого критического значения, возбуждаются магнитозвуковые турбулентности. Следует отметить, что оба типа анизотропии давлений могут осуществляться в плазме солнечного ветра при бесстолкновительном расширении солнечной короны или сжатии плазмы на фронте ударной волны.

Условие моделирования предполагает, что характерный размер зонда значительно меньше ларморовского радиуса ионов ρ_i . Верхняя граница спектра флуктуаций порядка ионной ларморовской частоты. В связи с исключительной сложностью физической картины турбулентности такого типа предпринимались попытки симулировать их в машинном эксперименте (с помощью электронно-вычислительной машины). Вместо полной

постановки задачи об обтекании магнитосферы солнечным ветром можно заложить в ЭВМ модель замагниченной плазмы, в которой с самого начала имеется некоторая анизотропия давлений.

Одномерная альвеновская неустойчивость возникает вследствие планговой неустойчивости ($p_{\parallel} > p_{\perp} + (H^2/8\pi)$) и является наиболее удобным объектом для машинного эксперимента⁸⁶, так как эта неустойчивость поддается гидродинамическому описанию (так называемая гидродинамика Чу, Голдберга и Лоу). В этом случае машинное моделирование сводится к численному решению уравнений Чу, Голдберга и Лоу при заданной начальной анизотропии давлений и введении малых начальных флуктуаций.

На рис. 14 показано, как меняется во времени энергия флуктуирующего магнитного поля. Начальный экспоненциальный участок кривой

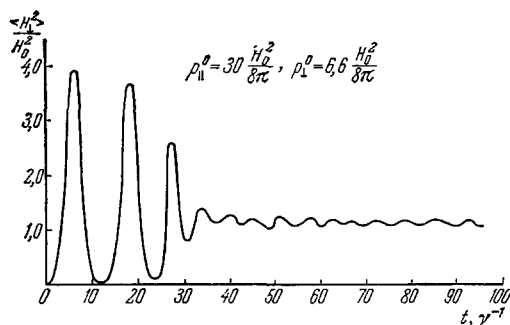


Рис. 14. Изменение во времени энергии флуктуаций магнитного поля при машинном моделировании.

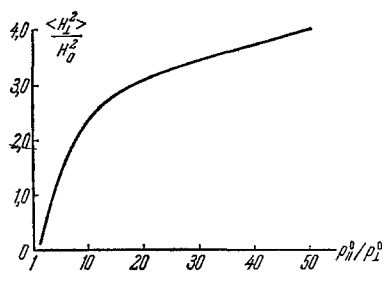


Рис. 15. Средний квадрат напряженности магнитного поля флуктуаций в машинном эксперименте в зависимости от $\rho_{\parallel}^0/\rho_{\perp}^0$.

соответствует линейному режиму развития планговой неустойчивости; затем видно, как под действием нелинейных эффектов флуктуации магнитного поля выходят в некоторый установившийся режим. Из рисунка видно, что рост амплитуды прекращается через время порядка нескольких ларморовских периодов, а квазистационарное состояние достигается через время, равное нескольким десяткам $1/\Omega_H$. Средний квадрат турбулентного магнитного поля в зависимости от начального отношения p_{\parallel}/p_{\perp} представлен на рис. 15. Величина этого квазистационарного магнитного давления p_m при небольшой анизотропии плазмы ($p_{\parallel}^0/p_{\perp}^0 = 1,25-1,8$) возрастает примерно линейно с увеличением отношения $p_{\parallel}^0/p_{\perp}^0$; при $p_{\parallel}^0/p_{\perp}^0 \sim 8$ магнитное давление флуктуаций достигает значения $2H_0^2/8\pi$, а затем рост турбулентного магнитного давления резко тормозится, выходя практически на плато и при $p_{\parallel}^0/p_{\perp}^0 = 50$ $p_m \approx 4H_0^2/8\pi$.

Попытка обнаружить альвеновскую неустойчивость была предпринята в экспериментах ИКИ АН СССР по сверхзвуковому обтеканию плазмой двумерного диполя при отношении газокINETического давления к магнитному $\beta \sim 4$. Анизотропия плазмы здесь может обеспечиваться при сжатии плазмы на фронте ударной волны.

Эксперименты были выполнены с помощью двух магнитных зондов с петлями диаметром 2 мм. Напряженность магнитного поля за фронтом ударной волны составляла около 200 э при концентрации $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Энергия ионов в этих условиях составляла $\sim 200 \text{ эв}$, что отвечает ларморовскому радиусу $\sim 10 \text{ см}$. Располагая зонды на различных расстояниях друг от друга, можно было определить расстояние, на котором показания зондов переставали коррелировать друг с другом.

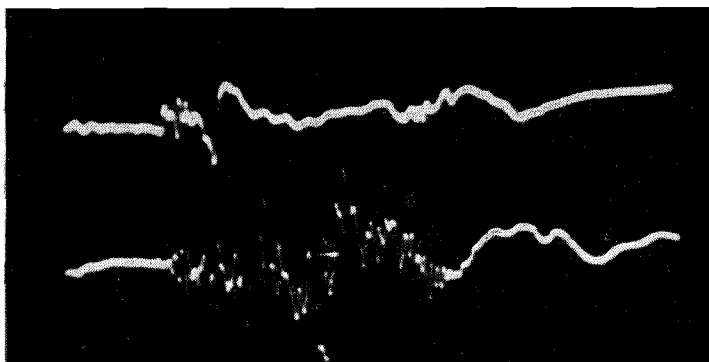
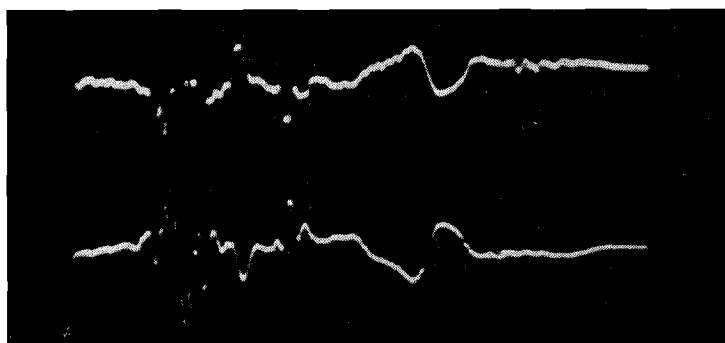


Рис. 16. Флуктуации магнитного поля.
Верхний луч записывает флуктуации в невозмущенном потоке, нижний — внутри фронта ударной волны.



а)

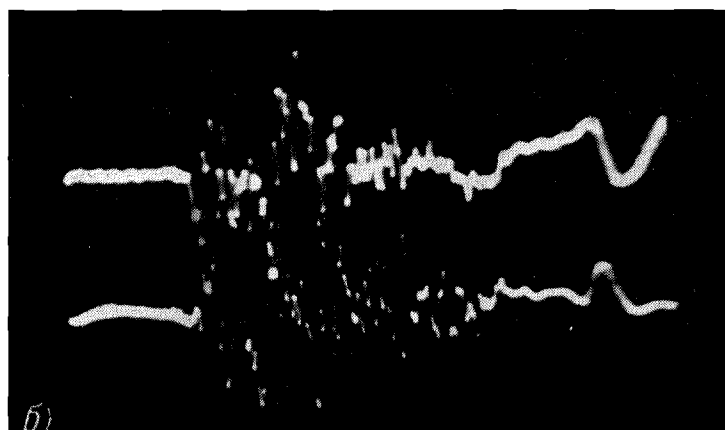


Рис. 17. Флуктуации, регистрируемые внутри фронта ударной волны при расстояниях между зондами 1 см (а) и 2 см (б).

Флуктуации амплитуды $\sim H_0$ были обнаружены на фронте ударной волны и за ее фронтом вплоть до границы магнитосферы. Регистрируемый уровень колебаний с частотой около 1 Мгц возрастал более чем на порядок величины при передвижении зонда из области невозмущенного потока плазмы в область ударного фронта (рис. 16 и 17). Колебания, регистрируемые двумя зондами, хорошо коррелировали между собой вплоть до расстояний 2—3 см. На больших расстояниях характер флуктуаций менялся, что, по-видимому, связано с существованием сильного механизма затухания волн в плазме. Характерная частота колебаний и значительная длина волны по сравнению с длинами волн всех других характерных размеров, кроме ρ_i , позволяет утверждать, что обнаруженные флуктуации являются, по-видимому, результатом альвеновской неустойчивости.

Флуктуации магнитного поля с частотами вблизи Ω_H наблюдались также в опытах ИЯФ СО АН СССР и «AVCO» (США).

VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в последние годы лабораторные эксперименты показали возможность моделирования ряда макроскопических явлений, происходящих в космосе. Среди них в первую очередь следует назвать образование магнитосферы и бесстолкновительной ударной волны на дневной стороне Земли и формирование нейтрального слоя на ночной. Масштабы явлений в космосе и соответствующих им лабораторных моделей определяются одними и теми же характерными плазменными размерами.

Опыты по моделированию микрофлуктуаций в плазме солнечного ветра в настоящее время только начаты, но данные их уже позволяют судить о механизмах диссипации энергии в бесстолкновительной ударной волне, расположенной у магнитосферы Земли. Помимо изучения бесстолкновительной диссипации за счет коллективных процессов в плазме, исследование флуктуаций электромагнитных полей в плазме важно для объяснения происхождения космических лучей. Эта проблема еще далека от разрешения, хотя образование быстрых частиц в плазме наблюдалось не только в космосе, но и в лаборатории⁸³⁻⁸⁵.

Среди актуальных проблем, стоящих перед лабораторными экспериментами, следует отметить также загадку полярных сияний. До сих пор еще отсутствует представление, позволяющее правильно поставить эксперимент по моделированию этого явления.

Институт космических
исследований АН СССР
Институт ядерной физики
СО АН СССР

ЛИТЕРАТУРА

1. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **128**, 664 (1958).
2. E. N. Parker, *Interplanetary Dynamical Processes*, John Wiley and Sons, N.Y., 1963.
3. E. N. Parker, *Astrophys. J.* **132**, 175 (1960).
4. E. N. Parker, *Planet. and Space Sci.* **12**, 45 (1964).
5. N. Neugebauer, C. W. Snyder, *Science* **138**, 1095 (1962).
6. L. Davis, Jr., E. J. Smith, P. J. Coleman, Jr., C. P. Sonett, *The Solar Wind* (Ed. by R. Makin and N. Neugebauer), Pergamon Press, N.Y., 1966, стр. 35.
7. P. J. Coleman et al., *Trans. Amer. Geophys. Union* **16**, 533 (1965).

8. К. И. Грингауз, Л. С. Мусатов, В. В. Безруких, Э. Н. Саламетина, Косм. исследования 5, 310 (1967).
9. J. M. Wilcox, N. Ness, Solar Phys. 1, 437 (1967).
10. D. H. Fairfield, N. F. Ness, J. Geophys. Res. 72, 2379 (1967).
11. R. L. Kaufman, J. Geophys. Res. 72, 2323 (1967).
12. Д. Энгель, М. Штейнбек, Физика и техника электрических разрядов, т. 2, М., ОНТИ, 1936.
13. Х. Альвен, К. Г. Хельтхаммер, Космическая электродинамика, М., «Мир», 1967.
14. Дж. Ван Аллен, в сб. «Радиационные пояса Земли», М., ИЛ, 1963.
15. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, УФН 70 (4), 585 (1960).
16. А. М. Будкер, в сб. «Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции», т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 3.
17. R. Post, Rev. Mod. Phys. 28, 338 (1956).
18. С. Н. Родионов, Атомная энергия 6, 623 (1959).
19. G. Gibson, W. Jordan, E. Lauer, Phys. Rev. Lett. 5, 141 (1960).
20. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев, УФН 73 (4), 707 (1961).
21. Ю. Т. Байбародов, М. С. Поффе, Р. И. Соболев, Е. Е. Юшманов, ЖЭТФ 53, 513 (1967).
22. H. Ikegami, H. Ikezi, T. Kawamura, H. Momota, K. Takayama, Y. Terashima, Доклад J-5 на III Международной конференции МАГАТЭ по термоядерному синтезу, Новосибирск, 1968.
23. Г. Г. Манагадзе, И. М. Подгорный, ДАН СССР 180, 1333 (1968).
24. И. М. Подгорный, Г. Г. Манагадзе, Вестн. АН СССР, № 7, 38 (1968).
25. С. Г. Алиханов, В. Г. Белан, Р. З. Сагдеев, Письма ЖЭТФ 7, 405 (1968).
26. N. F. Ness, J. Geophys. Res. 70, 2989 (1965).
27. K. W. Behannon, J. Geophys. Res. 73, 907 (1968).
28. И. М. Подгорный, В. Н. Сумароков, Nucl. Fusion, Suppl. 1, 87 (1962).
29. K. Schindler, ESRO Sci. Note SN-16 (1966); K. Schindler, Доклад на конференции по магнитосфере Земли, Вашингтон, 1968.
30. В. Б. Баранов, Косм. исследования 7, 109 (1969).
31. Л. А. Арцимович, С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, С. А. Чуватин, ЖЭТФ 33, 3 (1958).
32. А. И. Морозов, Доклад на III Международной конференции МАГАТЭ по термоядерному синтезу, Новосибирск, 1968.
33. Сб. «Исследование плазменных сгустков», Киев, Изд-во АН УССР, 1967.
34. В. Ф. Демичев, В. Д. Матюхин, ДАН СССР 150, 279 (1963).
35. J. Marshall, Phys. Fluids 3, 134 (1960).
36. Г. Н. Аретов, В. И. Васильев, В. С. Комельков, М. И. Пергамент, С. С. Церевитин, ЖТФ 34, 1191 (1964).
37. С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, С. А. Чуватин, ЖТФ 31, 1026 (1961).
38. Г. Г. Манагадзе, И. М. Подгорный, В. Д. Русанов, ЖТФ 37, 2199 (1967).
39. Г. Г. Манагадзе, И. М. Подгорный, В. Д. Русанов, в сб. «Диагностика плазмы», вып. 2, М., Атомиздат, 1968, стр. 35.
40. И. М. Подгорный, Лекции по диагностике плазмы, М., Атомиздат, 1968.
41. W. H. Bostick, H. Byfield, M. Brettschneider, Phys. Fluids 6, 1361 (1963).
42. W. H. Bostick, H. Byfield, A. Jermakian, Phys. Fluids 9, 2287 (1966).
43. J. B. Cladis, T. D. Miller, J. B. Baskett, J. Geophys. Res. 69, 2257 (1964).
44. M. P. Bachynski, B. W. Gibbs, Phys. Fluids, 9, 532 (1966).
45. M. P. Bachynski, AIAA J. 2, 1873 (1964).
46. M. P. Bachynski, B. W. Gibbs, Phys. Fluids 9, 520 (1966).
47. F. J. F. Osborne, M. P. Bachynski, J. V. Gore, Appl. Phys. Lett. 5, 77 (1964).
48. F. J. F. Osborne, M. P. Bachynski, J. V. Gore, J. Geophys. Res. 69, 4441 (1964).
49. F. J. F. Osborne, M. P. Bachynski, Proc. 7th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad, vol. 2, 1966, стр. 215.
50. E. J. F. Osborne, M. P. Bachynski, J. V. Gore, Radio Sci. 1, 419 (1966).

51. N. Kawashima, J. Phys. Soc. Japan 12, 227 (1964).
 52. N. Kawashima, N. Fukushima, Planet. and Space Sci. 1187 (1964).
 53. N. Kawashima, J. Geophys. Res. 70, 3203 (1965).
 54. N. Kawashima, S. Mori, Phys. Fluids 8, 378 (1965).
 55. L. Danielsson, L. Lindberg, Phys. Fluids 7, 1878 (1964).
 56. L. Danielsson, L. Lindberg, Ark. Fys. 28, 1 (1965).
 57. L. Danielsson, G. H. Kasai, J. Geophys. Res. 73, 254 (1968).
 58. С. Г. Алиханов, Г. Г. Долгов-Савельев, Е. П. Кругляков, Р. Х. Куртмулаев, Ю. Е. Нестерихин, В. И. Пильский, Р. З. Сагдеев, В. Н. Семенов, Доклад на III Международной конференции МАГАТЭ по управляемому термоядерному синтезу, Новосибирск, 1968.
 59. Р. Х. Куртмулаев, Ю. Е. Нестерихин, В. И. Пильский, Р. З. Сагдеев, III Международная конференция по термоядерным исследованиям, Калэм, 1965.
 60. Г. Г. Манагадзе, Б. И. Патрушев, И. М. Подгорный, В. Д. Русанов, VIII Intern. Conf. Phen. in Ionised Gases, Vienna, 1967. Изд. МАГАТЭ, стр. 467.
 61. Г. Г. Манагадзе, И. М. Подгорный, Геомагнетизм и аэрномия 8 618 (1968).
 62. Г. Г. Манагадзе, И. М. Подгорный, В. Д. Русанов, Геомагнетизм и аэрномия 8, 545 (1968).
 63. J. W. Roberts, J. P. Turner, Planet. and Space Sci. 15, 1847 (1967).
 64. E. Pugh, R. Patrick, Phys. Fluids 10, 2579 (1967).
 65. U. Fahlson, L. Block, L. Lindberg, R. Bostrom, Отчет королевского института технологии в Стокгольме № 66-09, 1966.
 66. L. P. Block, Planet. and Space Sci. 15, 1479 (1967).
 67. J. R. Spreiter, B. R. Briggs, J. Geophys. Res. 67, 37 (1962).
 68. A. G. Rubin, Phys. Fluids 11, 1566 (1968).
 69. J. W. M. Paul, G. Goldenbaum, A. Liyoshi, L. S. Holmes, R. A. Hardcastle, Nature 216, 363 (1967).
 70. С. П. Загородников, Л. И. Рудаков, Г. Е. Смолкин, Г. В. Шолин ЖЭТФ 47, 1717 (1964); 52, 1178 (1967).
 71. M. Marton, Phys. Lett. 22, 73 (1966).
 72. E. Hintz, Доклад на III Международной конференции МАГАТЭ по термоядерному синтезу, Новосибирск, 1968.
 73. A. E. Robson, J. Sheffield, Доклад на III Международной конференции МАГАТЭ по термоядерному синтезу, Новосибирск, 1968.
 74. R. Chodura, M. Keilhacker, H. Niedermeyer, Доклад на III Международной конференции МАГАТЭ по термоядерному синтезу, Новосибирск, 1966.
 75. С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, В. Н. Сумароков. ЖЭТФ 40, 448 (1961).
 76. Р. З. Сагдеев, в сб. «Вопросы теории плазмы», вып. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 20.
 77. C. F. Kennel, R. Z. Sagdееv, J. Geophys. Res. 72, 3303 (1967).
 78. В. Н. Жигулев, Е. А. Рамешевский, ДАН СССР 127, 1001 (1959).
 79. С. Чепмен, в сб. «Геофизика. Околосземное космическое пространство», М., «Мир», 1964, стр. 243.
 80. H. P. Furth, Advanced Plasma Theory, N.Y., 1964.
 81. B. Corpi, G. Lawal, R. Pellat, Phys. Rev. Lett. 16, 1207 (1966).
 82. D. Bohm, The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Field, N.Y., 1949.
 83. Л. А. Арцимович и др., Атомная энергия 3, 84 (1956).
 84. С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, Атомная энергия 3, 97 (1956).
 85. М. Г. Ковальский, И. М. Подгорный, С. Хвашевский, ЖЭТФ 35, 940 (1958).
 86. Ю. А. Березин, Р. З. Сагдеев, ДАН СССР 184, 570 (1968).
-