

Гибридное моделирование плазмы космического пространства: модели с представлением электронов в виде безмассовой жидкости.

1.Бесстолкновительные ударные волны.

1. Введение.

Явления, рассматриваемые в физике плазмы, характеризуются наличием различных пространственных и временных масштабов. Численные модели, описывающие гидродинамическое поведение плазмы, не включают физические эффекты, рассмотрение которых в ряде приложений представляет значительный интерес (например, эфеты, связанные с ионами в плазме с большим β). С другой стороны, кинетические модели, в частности техника моделирования "частиц-в-ячейке" (PIC), проводят к более детальному описанию поведения плазмы, чем это требуется для макроскопического исследования. В ряде задач физики плазмы при исследовании конкретных процессов, протекающих на определенных пространственных и временных масштабах, отсутствует необходимость рассматривать явления, происходящие на более коротких или более длинных масштабах по пространству и времени. В этом случае при численном моделировании разумно использовать гибридные коды - коды, в которых для различных компонент плазмы применяются различные модели среды.

В данной статье приведен обзор работ по численному моделированию явлений физики плазмы, использующих довольно общий тип гибридных кодов, в которых электроны рассматриваются как безмассовая жидкость, а ионы описываются набором частиц конечного размера. Такие модели широко использовались при изучении бесстолкновительных ударных волн, пинчей, плазменного фокуса, взаимодействия плазменных сгустков.

Обширной областью приложения численного гибридного моделирования (ионы - частицы; электроны - безмассовая жидкость) являются задачи физики космического пространства. Это связано с рядом обстоятельств. Во многих областях космического пространства имеется сильно разреженная замагниченная плазма. Длина пробега частиц намного больше характерных размеров тел. Многие плазменные процессы протекают на ионных масштабах длины и времени. Имеются многочисленные данные наблюдений показывающие наличие колебаний с частотами порядка ионной гирочастоты и на частотах значительно меньших (например, колебания ОНЧ - очень низкой частоты; ULF-Ultra-Low Frequency, VLF-Very-Low Frequency). За последние 15 лет были проведены многочисленные численные расчеты с использованием гибридных кодов для моделирования задач космического пространства. Результаты этих исследований составляют обширную литературу. В связи с этим нет никакой возможности отобразить в одной публикации хотя бы все основные направления гибридного моделирования задач космического пространства.

В настоящей статье приводится обзор работ по гибриднему моделированию задач, связанных с бесстолкновительными ударными волнами (УВ) и в первую очередь с головной ударной волной Земли. И даже эта тематика имеет обширную

библиографию. Поэтому ниже мы ограничиваемся рассмотрением только отдельных вопросов: квазиперпендикулярные УВ с анизотропными неустойчивостями, квазипараллельные УВ, столкновения ударных волн.

2. Гибридная модель: электроны безмассовая жидкость; ионы - частицы.

Довольно часто для изучения физических процессов в плазме с магнитным полем можно применять кинетическое описание (кинетические уравнения или метод частиц) только для ионной компоненты, а электроны рассматривать как жидкость (газодинамическая модель). В этих моделях плазма считается квазинейтральной и в уравнениях Максвелла пренебрегается током смещения (приближение Дарвина [1]). Последнее справедливо при выполнении неравенства $(1/c)|\partial E/\partial t| \ll \text{rot } \mathbf{V}$. Поскольку $\mathbf{E} \sim -\nabla \times \mathbf{V}$ это условие можно переписать в виде $v/c^2 \ll 1$, а учитывая оценку $l/\tau \sim v$, получаем $v \ll c$. Таким образом, движение частиц плазмы в рамках этих моделей должно быть нерелятивистским. l и τ характерные для рассматриваемых процессов масштабы длины и времени, c - скорость света в вакууме.

Условие квазинейтральности предполагает, что электронная плотность почти равна ионной плотности (обе они обозначаются через n). Непосредственным следствием этого условия является почти соленоидальность полного тока $\mathbf{J} \approx \mathbf{J}_\perp$. Здесь индекс "⊥" обозначает соленоидальную (поперечную) компоненту вектора, а индекс - "||" продольную. При наличии условия квазинейтральности выполняется соотношение $\nabla \cdot \mathbf{J}_e = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i$, из которого следует, что выбор равных и противоположно направленных токов $J_{e||} = -J_{i||}$ согласован с этим условием. При использовании условия квазинейтральности из рассмотрения исключаются электростатические электронные неустойчивости, например, такие как плазменные колебания.

Для того чтобы проследить эволюцию системы на больших временах и в большой области пространства необходимо полностью устранить из рассмотрения динамику быстрых электронов. Это достигается за счет применения гибридных кодов, в которых ионы рассматриваются как частицы, а электроны как безмассовая жидкость ($m=0$). Такие коды используются также для изучения низкочастотных процессов при сохранении самосогласованного описания резонансного рассеяния волна-частица. В численном моделировании с применением гибридной модели без учета инерции электронов ($m=0$) хорошо воспроизводятся физические процессы, протекающие на ионных масштабах длины (ионная длина инерции; ионный гирорадиус) и времени (обратная гирочастота ионов). При этом из расчетов устраняются плазменная частота и гирочастота электронов.

Общую схему расчета по гибридной модели можно представить в следующем виде:

- определяются электромагнитные поля из уравнений движения электронной компоненты плазмы;
- моделируется динамика ионной компоненты методом частиц и определяются макроскопические характеристики ионов (как моменты их функции распределения);
- решается уравнение для электронной температуры.

Основные уравнения.

В гибридных моделях рассматриваемого типа ионная компонента плазмы представляется в виде набора частиц, которые движутся под воздействием электрического E и магнитного B полей

$$dv/dt=(q/M)(E+v \times B/c), \quad dx/dt=v. \quad (1a)$$

x, v, q, M - положение, скорость, заряд и масса частицы (иона).

Электронная компонента моделируется безмассовой жидкостью, для которой уравнение сохранения момента записывается в виде

$$m dV_e/dt=0=-en_e (E+V_e \times B/c)-\nabla(n_e T_e)+en_e \eta \cdot J \quad (1b)$$

e, m - заряд и масса электрона; V_e, n_e, T_e - скорость, плотность и температура электронной жидкости. J -полный ток, а η -(в общем случае) тензор проводимости. В гибридных кодах уравнение (1b) используется для нахождения электрического поля

$$E=-\nabla(n_e T_e)/en_e -V_e \times B/c + \eta \cdot J. \quad (1c)$$

Полевая часть модели описывается уравнениями Максвелла в безизлучательном пределе (модель Дарвина [1])

$$V \times B = (4\pi/c)J_{\perp} \quad (\text{закон Ампера}), \quad (1d)$$

$$V \times E_{\perp} = -(1/c) \partial B / \partial t \quad (\text{закон Фарадея}). \quad (1e)$$

Температура электронной жидкости находится из уравнения энергии. Например, в одномерном случае из уравнения:

$$(3/2) \partial(n_e T_e) / \partial t + (\partial / \partial x) ((3/2) (n_e T_e) V_{ex}) + (n_e T_e) \partial V_{ex} / \partial x = \eta J^2. \quad (1f)$$

В задачах связанных с моделированием физических процессов в космическом пространстве довольно часто используется приближение изотермических (или адиабатических) электронов. При этом уравнение энергии (1f) не используется.

Безразмерные переменные. Как указывалось выше, в гибридной модели рассматриваемого типа характерными масштабами являются ионные масштабы длины и времени. Довольно часто при рассмотрении задач плазмы космического пространства расстояния измеряются в единицах ионной длины инерции δ_i , а время в Ω_i^{-1} ($\delta_i = c/\omega_i = V_A/\Omega_i$; другое название для δ_i "бесстолкновительная ионная скин-глубина"; $V_A = B_0/(4\pi n_0 M)^{1/2}$ -альфвеновская скорость, $\Omega_i = qB_0/Mc$ - ионная гирочастота, $\omega_i = (4\pi q^2 n_0/M)^{1/2}$ - плазменная частота ионов). B_0 и n_0 - базовые значения магнитного поля и ионной плотности. Таким образом, в гибридном моделировании используются основные безразмерные переменные: расстояние $x^{new} = x/\delta_i$ и время $t^{new} = t/(\Omega_i^{-1}) = \Omega_i t$. Обезразмеривание остальных переменных проводится на основе этих величин: $v^{new} = v/V_A$; $E^{new} = (q/M\Omega_i V_A)E$; $B^{new} = (q/M\Omega_i c)B$; $J^{new} = (1/qn_0 V_A)J$. (Заметим, что $\Omega_i/\omega_i = V_A/c$.) $A^{new} = (q/Mc V_A)A$; $\eta^{new} = \alpha_2 \eta$, $\alpha_1 = q/MV_A^2$, $\alpha_2 = q^2 n_0 / M\Omega_i = c\omega_i / 4\pi V_A$, $\alpha_3 = V_A^2 n_0 M = B_0^2 / 4\pi$.

В безразмерных переменных уравнения (1) записываются в следующем виде (опуская верхний индекс "new"):

$$dv/d\tau = E + v \times B, \quad dx/d\tau = v. \quad (2a)$$

$$0 = -en_e (E + V_e \times B) - \alpha_1 \nabla(n_e T_e) + en_e \eta \cdot J. \quad (2b)$$

$$E = -\alpha_1 \nabla(n_e T_e) / en_e - V_e \times B + \eta \cdot J \quad (2c)$$

$$V \times B = J_{\perp} \quad (\text{закон Ампера}), \quad (2d)$$

$$V \times E_{\perp} = -\partial B / \partial \tau \quad (\text{закон Фарадея}). \quad (2e)$$

$$(3/2) \partial(n_e T_e) / \partial \tau + (\partial / \partial x) ((3/2) (n_e T_e) V_{ex}) + (n_e T_e) \partial V_{ex} / \partial x = \alpha_3 \eta J^2. \quad (2f)$$

Ниже безразмерные переменные используются при описании схем гибридного моделирования. В обзорной же части работы для большей наглядности в ряде случаев будут использоваться и размерные величины (например, расстояния в $\delta_i=c/\omega_i$).

3. Численные алгоритмы гибридного моделирования.

При численной реализации процесса гибридного моделирования вводятся дискретные сетки по пространству (шаг Δx) и времени (Δt ; $t^k=k\Delta t$, $k=1,2,\dots$). Для вычисления траекторий частиц, как правило, используется схема с перешагиванием (leapfrog). При этом скорости частиц задаются на полущелых шагах по времени, а положения частиц и поля определяются на целых временных шагах (верхний индекс k). На уровне k известны величины $v^{k-1/2}$, x^k , E^k , B^k . Дискретный аналог уравнения (2а) записывается в виде:

$$dv/dt \equiv (v^{k+1/2} - v^{k-1/2})/\Delta t = E^k + v^k \times B^k. \quad (3)$$

В магнитном члене (последний член в уравнении (3)) v^k центрируется обычным способом $v^k = (v^{k-1/2} + v^{k+1/2})/2$. Вводя обозначения $\delta = \Delta t/2$, $U^- = v^{k-1/2} + \delta E^k$, $U^+ = v^{k+1/2} - \delta E^k$, разностное уравнение (3) перепишем в форме

$$U^+ - U^- = \delta \{ (U^- + U^+) \times B^k \}, \quad (4)$$

Значения полей E^k и B^k в точке нахождения частицы x^k находятся с использованием функции взвешивания $S(X_j - x^k)$ PIC-метода (см., [2-4]). Например, $E^k = \sum_j S(X_j - x^k) E_j^k$. j - индекс узла сетки (в многомерном случае - мультииндекс)

В схеме Бориса (leapfrog Бориса) [5] (см. также [2-4]) движение частицы расщепляется на движение только в электрическом поле и движение только в магнитном поле:

$$U^- = v^{k-1/2} + \delta E^k, \quad (5a)$$

$$U^* = U^- + \delta U^- \times B^k, \quad (5b)$$

$$U^+ = U^- + U^* \times B^k (2\delta / (1 + \delta^2 (B^k \cdot B^k))), \quad (5c)$$

$$v^{k+1/2} = U^+ + \delta E^k. \quad (5d)$$

Используя (5b) и (5c) искомым вектор U^+ можно выписать в явном виде

$$U^+ = \{ (1 - \delta^2 B^2) U^- + 2\delta^2 (B^k \cdot U^-) B^k + 2\delta U^- \times B^k \} / (1 + \delta^2 B^2), \quad B^2 = (B^k \cdot B^k).$$

После нахождения $v^{k+1/2}$ вычисляется новое положение частицы

$$x^{k+1} = x^k + \Delta t v^{k+1/2}. \quad (6)$$

Ионная часть тока вычисляется путем суммирования ионных моментов с использованием функции взвешивания $S(X_j - x^k)$. При этом для получения значения скорости на целочисленном уровне v_i^{k+1} частицы дополнительно продвигаются на временной полушаг $v^{k+1} = v^{k+1/2} + \delta (E^k + v^{k+1/2} \times B^k)$, где E^k и B^k вычисляются в точке x^{k+1} . В результате суммирования получается скорость потока ионов V_i^{k+1} . Ионная плотность n_i^{k+1} вычисляется по координатам частиц x_i^{k+1} также с использованием функции $S(X_j - x^{k+1})$. В одномерном случае (1-d) из условия квазинейтральности получаются значения электронной плотности и скорости ($n_e = n_i = n$, $V_{ex} = V_{ix} = V_x$).

Хотя все численные коды, использующие гибридные модели, обладают подобными свойствами, имеются различия в их численной реализации. В первую очередь это относится к методам решения уравнений поля. В обзоре [6] эти методы разбиваются на 3 группы; метод сопротивления (закон Ома); метод

предиктор-корректора; метод гамильтониана. В данном обзоре рассматриваются работы по численному моделированию задач космической плазмы, в которых преимущественно применяются гибридные коды с использованием первых двух из перечисленных методов.

Метод, использующий закон Ома для вычисления продольной компоненты электрического поля, предложен в работе [7] и в дальнейшем разработан в работах [8,9] для анализа лабораторных экспериментов по магнитному удержанию плазмы и в работах [10,11] для изучения головной ударной волны вблизи магнитосферы земли.

Электронная часть тока вычисляется из уравнения электронного момента с резистивным членом (2с) (т.е. используется закон Ома). Поперечные компоненты векторного потенциала A находятся из закона Ампера (2d)

$$\nabla^2(A_{\perp})^{k+1} = -(J_{\perp})^{k+1}. \quad (7)$$

Поперечные компоненты поля получаются обычным путем

$$V_{\perp} = \nabla \times A_{\perp}, (B_x = \text{const.}); E_{\perp} = -\partial A_{\perp} / \partial t. \quad (8)$$

После решения уравнения энергии для T (1f) вычисляется последняя компонента поля (E_x) из уравнения (2с) для x компоненты

$$E_x = -(\alpha_i / en) \partial(nT_e) / \partial x - (V_e \times B)_x.$$

В работе [6] метод, используемый при решении уравнения (7) для A_{\perp} , немного отличается от изложенного выше и работает лучше для косых ударных волн. В этой работе предполагается диагональность тензора сопротивления ($\eta_{\parallel} = \eta_{\perp} = \eta$) и решается уравнение

$$J_{\perp} = \eta^{-1} (E + V_e \times B)_{\perp} = \mu (V_{\perp} - V_e)_{\perp} \quad (9)$$

относительно V_{\perp} , где $\mu = (e/q)(n/p_0)$. Уравнение (9) записано для однозарядных ионов ($\mu = n/p_0$). При рассмотрении ионов с зарядом Z делается замена $V_i \rightarrow ZV_i$.

После подстановки (8) в уравнение (7) получаем

$$\begin{aligned} \partial^2 A_y / \partial x^2 &= -(F_y + \sigma F_z) / (1 + \sigma^2), \\ \partial^2 A_z / \partial x^2 &= -(F_z - \sigma F_y) / (1 + \sigma^2), \end{aligned} \quad (10)$$

где $F_y = \mu (V_{iy} - E_z / B_x - V_x B_y / B_x)$, $F_z = \mu (V_{iz} + E_y / B_x - V_x B_z / B_x)$, $\sigma = \mu (\eta / B_x)$.

Используя (8) для того чтобы выразить E_{\perp} и V_{\perp} через A_{\perp} дискретный аналог уравнения (10) может быть записан в конечно-разностной форме.

Вычисления, базирующиеся на описаном выше методе, первоначально были проведены для исследования θ -пинчей [8, 9,12] изучения косых ударных волн [13], электромагнитной неустойчивости ионного пучка [14], взаимодействия тяжелых ионов с солнечным ветром [15-17]. Метод был обобщен на двумерные задачи [18] и был применен для моделирования лабораторных экспериментов [19,20] по перезамыканию силовых линий магнитного поля. Трехмерный линеаризованный гибридный код [21] применялся для исследования ионных колец с обращенным полем.

Метод предиктор-корректор. Предиктор-корректорная схема для гибридного моделирования была предложена в работе [22] и использовалась в одномерных кодах [23,24]. для моделирования разогрева тяжелых ионов при развитии циклотронной неустойчивости. Метод был обобщен на двумерную геометрию

[25] и использовался для изучения вращательных неустойчивостей в конфигурациях с обращенным полем (field-reversed configuration: FRG) [26]. Простейшая форма предиктор-корректорного метода для случая постоянной температуры электронов (T_e) и $\eta=0$ описана в работе [6]. Вычисления на каждом временном шаге включают два этапа: предиктор и корректор.

На предикторном шаге по формулам (5), (6) вычисляются $v^{k+1/2}$ и x^{k+1} . Однако, в этом случае сначала получается положение частицы в полупелый момент времени $x^{k+1/2} = x^k + (\Delta\tau/2)v_x^{k+1/2}$, которое требуется для суммирования ионных моментов $J_i^{k+1/2}$ и плотности $n_i^{k+1/2}$. Используя закон Фарадея (2e) и уравнение (2c), записанные в дискретной форме

$$\begin{aligned} B^{k+1/2} &= B^k - (\Delta\tau/2) \nabla \times E^k, \\ E^{k+1/2} &= (1/(\epsilon n_i^{k+1/2})) \{ \epsilon n_0 (\nabla \times B^{k+1/2} - J_i^{k+1/2}) \times B^{k+1/2} - \alpha_i T_e \nabla n_i^{k+1/2} \}, \end{aligned} \quad (11)$$

вычисляются предварительные значения полей, которые обозначим нижним индексом p

$$E_p^{k+1} = -E^k + 2E^{k+1/2}, \quad B_p^{k+1} = B^k - (\Delta\tau/2) \nabla \times E^{k+1}. \quad (12)$$

Далее проводятся вычисления $v^{k+3/2}$ и $x^{k+3/2}$ для получения $J_{i,p}^{k+3/2}$ и $n_{i,p}^{k+3/2}$. После этого, из (11) со значениями полей E_p^{k+1} и B_p^{k+1} , определяются значения $E_p^{k+3/2}$ и $B_p^{k+3/2}$. Значения полей на временном слое k+1 получаются по формулам

$$E^{k+1} = (E^{k+1/2} + E_p^{k+3/2})/2, \quad B^{k+1} = B^{k+1/2} - (\Delta\tau/2) \nabla \times E^{k+1}.$$

Метод Бориса для решения полевой части задачи был предложен в работе [27] (вместо метода предиктор-корректора) для моделирования альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости и применялся в работе [28]. Используя преобразование Фурье $A \rightarrow A^F(\kappa, \tau)$ (κ - волновый вектор) для J_i и векторного потенциала A , закон Ампера (2d) в κ -пространстве записывается в форме

$$(\partial A^F / \partial \tau) \times B / V^2 = \kappa^2 A^F(\kappa, \tau) - J_i^F(\kappa, \tau). \quad (13)$$

При получении этого уравнения скорость электронной жидкости отождествляется со скоростью $[E \times B]$ -дрейфа. Разностная форма уравнения (13) $\{ (A_\kappa^F)^{k+1} - (A_\kappa^F)^k \} \times b = \beta_\kappa \{ (A_\kappa^F)^{k+1} + (A_\kappa^F)^k \} - \Delta\tau B (J_\kappa^F)^{k+1/2}$

(где $\beta_\kappa \equiv \kappa^2 (B \Delta\tau / 2)$, $b = B / V = -\hat{x}$), после введения обозначений: $A^- = (A_\kappa^F)^k + J_i^*$, $J_i^* \equiv (B \Delta\tau / 2) (J_\kappa^F)^{k+1/2} \times \hat{x}$, $A^+ = (A_\kappa^F)^{k+1} - J_i^*$, принимает вид $(A^+ - A^-) \times b = \beta_\kappa (A^- + A^+)$,

что очень похоже на соотношение (4) и получается из последнего простой заменой: $B \rightarrow b$, $U^+ \rightarrow A^+$, $U^- \rightarrow -A^-$, $\delta \rightarrow 1/\beta_\kappa$. Таким образом, схема Бориса (5) для нахождения $(A_\kappa^F)^{k+1}$ выглядит следующим образом:

$A^- = (A_\kappa^F)^k + J_i^*$, $A^* = -A^- A^+ \times b / \beta$, $A^+ = -A^- + A^* \times b (2\beta_\kappa / (b^2 + \beta_\kappa^2))$, $b^2 = (b \cdot b)$, $(A_\kappa^F)^{k+1} = A^+ + J_i^*$. После нахождения $(A_\kappa^F)^{k+1}$, вычисляются Фурье компоненты магнитного поля на k+1-ом временном слое (верхние индексы "FS" и "FC" относятся, соответственно, к синусу и косинус преобразованиям Фурье):

$$(B_\kappa^{FS})^{k+1} = \kappa (A_\kappa^{FC})^{k+1} \times \hat{x}, \quad (B_\kappa^{FC})^{k+1} = -\kappa (A_\kappa^{FS})^{k+1} \times \hat{x}.$$

Применяя обратное преобразование Фурье к A^F , поперечные компоненты электрического поля вычисляются из разностного уравнения

$$(E_j^{k+1} + E_j^k) / 2 = -(A_j^{k+1} - A_j^k) / \Delta\tau.$$

Анализ дисперсионного соотношения для рассмотренной модели показал [27], что помимо ожидаемых ветвей (электрон-циклотронной и ионно-циклотронной) появляется еще третья ветвь колебаний при высокой частоте ($\omega\Delta t \approx \pi$). Моды этой ветви (четно-нечетные моды - по терминологии работы [27]) оказались устойчивыми при $\Delta\tau/\Delta x < 1$ (в размерных переменных $V_A\Delta t/\Delta x < 1$). При $\Delta\tau/\Delta x \geq 1$ алгоритм становится неустойчивым за счет взаимодействия этих мод с электрон-циклотронными волнами. Для устранения этой численной неустойчивости в работе [27] предложена процедура "усреднения на двух временных шагах":

$$A_j^{Avg} = (A_j^{k+1} + A_j^k)/2, E_j^{Avg} = -(A_j^{Avg} - A_j^k)/\Delta\tau.$$

Значения E_j^{Avg} используются в качестве значений электрического поля на $k+1$ -ом временном шаге. На тестовых расчетах, в работе [27] было показано, что процедуру такого "усреднения" достаточно применять однократно в начале каждого расчета.

Метод Рунге-Кутты второго порядка применялся в работе [29] как для вычисления траекторий частиц, так и для расчета полей. При интегрировании полей использовались временные подщелки на каждом шаге по времени для частиц. Код работы [30] можно рассматривать как вариант кода [29]. При вычислении полей также использовались подщелки, но с использованием метода Рунге-Кутты четвертого порядка. Основным дополнением являлось применение моментного метода: скорость плазменной жидкости вычислялась из МГД уравнений с включением адвективного члена и ионного тензора напряжений. Компоненты последнего формировались суммированием моментов частиц (ионов). Метод Рунге-Кутты интегрирования во времени уравнений поля и уравнений движения частиц использовался также в работе [31] в рамках одномерного гибридного моделирования эволюции спектра право-сторонне эллиптически поляризованных магнитогиродинамических волн в области вверх по потоку межпланетных ударных волн. Для представления полей использовался псевдоспектральный метод. Результаты расчетов сравнивались с результатами расчетов, проведенных по одномерной МГД модели.

Схема с циклическим перешагиванием (Cyclic Leapfrog) для решения уравнений поля использовалась в двумерном гибридном алгоритме SAM-CL (Current Advance Method-Cyclic Leapfrog) [32] при моделировании многокомпонентной плазмы. В алгоритме SAM переход к следующему временному уровню осуществляется путем вычисления (продвижения вперед) плотности ионного тока:

$$J_i^{k+1} = J_i^* + (\Delta\tau/2)(\Lambda E^* + \Gamma \times B^k) \quad (\text{уравнение движения SAM}),$$

$$\Lambda = \sum_s S_{sj} Q_s R_{qs}, \quad \Gamma = \sum_s S_{sj} Q_s R_{qs} v_s^{k+1/2}.$$

Индекс s относится к ионам сорта s . Функция взвешивания $S_{sj} = S(X_j - x_s^{k+1})$. В наших безразмерных переменных обозначение $Q_s = q_s/q_0$ соответствует заряду иона q_s , а $R_{qs} = (q_s m_0 / q_0 m_s)$ отношению q_s/m_s (q_0 и m_0 - соответственно, заряд и масса "базового" иона). Через J_i^* обозначена плотность ионного тока "свободного потока" $J_i^*(x_s^{k+1}, v_s^{k+1/2}) = \sum_s S_{sj} Q_s v_s^{k+1/2}$, $E^* = E(n^{k+1}, J_i^{k+1/2}, B^k, \Gamma_e)$.

В ряде задач (в частности, при рассмотрении дисперсионных эффектов) для вычисления эволюции магнитного поля требуется более мелкий временной шаг,

чем для вычисления траектории частиц [29]. В методе *Cyclic Leapfrog* для вычисления магнитного поля используется техника временных подциклов с периодическим усреднением. К началу расчета полей на $k+1$ -ом временном уровне известны значения $v_z^{k+1/2}$, n^{k+1} , J_i^{k+1} (из САМ), а также центрированное по времени значение $n^{k+1/2}$. Электрическое поле на промежуточных временных слоях (с индексом p) вычисляется как функция этих величин $E_p = E(n^{k+1/2}, J_i^{k+1}, B_p, T_e)$ (например по формуле (11)). Для получения значений B_p вводятся временные шаги подцикла $\Delta\tau_{SC}$ и усреднения $\Delta\tau_A$ (в частном случае может оказаться $\Delta\tau_A = \Delta\tau$). При этом $\Delta\tau_{SC} = \Delta\tau_A / K$. Процедура *Cyclic Leapfrog* применяется к двум наборам данных магнитного поля (для четных и нечетных временных слоев с шагом $\Delta\tau_{SC}$). Начиная со значения $B_0 = B(\tau_0)$ переход к следующему моменту времени $\tau_0 + \Delta\tau_A$ осуществляется по следующей схеме ($B_p = B(\tau_0 + \Delta\tau_{SC})$):

$$\begin{aligned} B_1 &= B_0 - \Delta\tau_{SC} \nabla \times E_0, \\ B_2 &= B_0 - 2\Delta\tau_{SC} \nabla \times E_1, \\ &\cdot \\ &\cdot \\ &\cdot \\ B_{p+1} &= B_p - 2\Delta\tau_{SC} \nabla \times E_p, \quad p = 1, 2, \dots, K-1, \\ B_K &= B_{K-2} - 2\Delta\tau_{SC} \nabla \times E_{K-1}, \\ B_K^* &= B_{K-1} - \Delta\tau_{SC} \nabla \times E_K, \\ B(\tau_0 + \Delta\tau_{SC}) &= 0.5(B_K + B_K^*). \end{aligned}$$

Двумерная версия алгоритма САМ-CL тестировалась на задачах эволюции спокойной плазмы, распространения МГД волн и развития неустойчивостей ионного пучка.

4. Некоторые понятия и определения.

Магнитосфера Земли. (Рис.1) В исследованиях космической плазмы (в том числе и численном моделировании) наибольшее внимание уделяется магнитосфере Земли, что связано с наличием большого числа данных, полученных как с помощью наблюдений с Земли, так и с помощью космических аппаратов. Солнце генерирует плазму – солнечный ветер (основной компонент водород, несколько процентов гелия), который распространяется за пределы Солнца. Солнечный ветер является высокоскоростным (400 км/с) высокопроводящим потоком радиально истекающей разреженной (концентрация в потоке 5 см^{-3}) солнечной плазмы. В результате того, что солнечный ветер сильно отклоняется под воздействием геомагнитного поля, вокруг Земли образуется обширная магнитная полость в форме кометы, называемая **магнитосферой**. Однако при этом происходит передача импульса, так как солнечный ветер “сдувает” геомагнитное поле, вытягивая его в виде огромного цилиндрического магнитного хвоста (**геомагнитный хвост**) на миллионы километров в межпланетное пространство

Внешняя граница магнитосферы, носящая название **магнитопаузы**, представляет собой токовый слой, в котором динамическое давление солнечного ветра ρv^2 уравнивается магнитное давление дипольного поля Земли $B^2/8\pi$ (здесь ρ – плотность). На солнечной стороне эта граница расположена на расстоянии в среднем около 10 земных радиусов $R_E = 6370 \text{ км}$. Однако она очень подвижна и реагирует на малейшие изменения динамического давления

солнечного ветра. В теоретических исследованиях и численном моделировании магнитопауза часто представляется в виде тангенциального или вращательного разрывов (TD-Tangential Discontinuity; RD-Rotational Discontinuity).

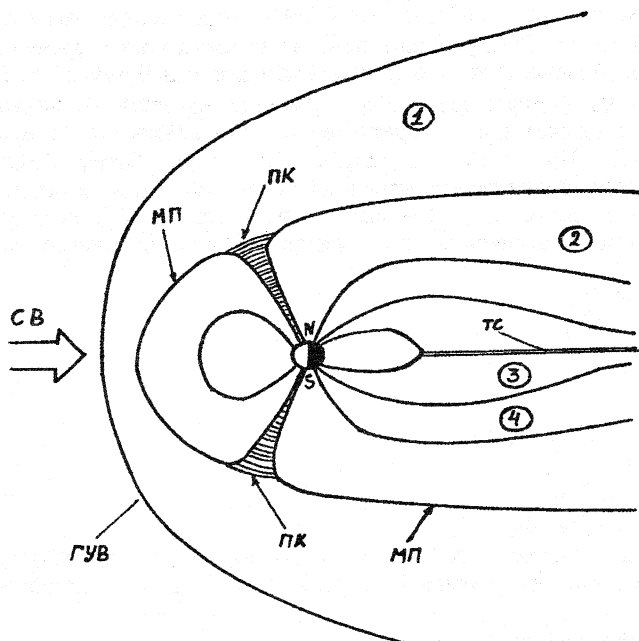


Рис.1. Схематическое изображение магнитосферы.

ГУВ - головная ударная волна, МП - магнитопауза, СВ -солнечный ветер, ПК - полярный касп, ТС - токовый слой (нейтральный слой);

1 - магнитослой, 2 - геомагнитный хвост, 3 - плазменный слой, 4 -граничный слой.

В центре геомагнитного хвоста расположен плазменный слой. Здесь могут происходить разряды, сопровождающиеся выделением огромного количества магнитной энергии ($\sim 1.5 \times 10^{11}$ Вт), что приводит к возникновению ярких полярных сияний в двух полярных областях земной ионосферы и к выходу в межпланетное пространство гигантских пузырей горячей плазмы ($75R_E \times 75R_E$), называемых плазмоидами, которые удерживаются вместе благодаря тому, что они как бы нанизаны на замкнутые силовые линии магнитного поля.

На расстоянии около $5R_E$ от магнитосферы в направлении к Солнцу в потоке солнечного ветра находится стоячая головная ударная волна (ГУВ). Она обусловлена тем, что скорость солнечного ветра превышает скорость, с которой движутся в направлении Солнца волны сжатия, отклоняющие солнечный ветер вокруг магнитосферы.

Основные структуры магнитного поля, связанные с магнитосферой, - это головная ударная волна (ГУВ), переходной слой (или магнитослой), магнитопауза и геомагнитный хвост. Переходной слой (магнитослой) - это область сжатой и нагретой плазмы солнечного ветра, отделяющая головную

ударную волну от магнитосферы. Геомагнитный хвост – это область на ночной стороне магнитосферы, где дипольное поле Земли вытянуто в направлении от Солнца в виде длинного цилиндрического хвоста диаметром $40R_E$ и длиной более $1000R_E$. Он состоит из двух противоположно направленных пучков магнитного потока (называемых долями геомагнитного хвоста), разделенных токовым слоем (этот слой часто называется нейтральным слоем).

Ударные Волны (УВ). Фронт ударной волны разделяет пространство на две части: область вверх по потоку (ОВВП) (или область набегающего потока) и область вниз по потоку (ОВНП). Основными параметрами, определяющими структуру и свойства УВ являются : M – число Маха, $\beta_s = n_i k_B T_s / (B^2 / 8\pi)$ – отношение локальных значений давления соответствующей компоненты плазмы (например, $s=e$ – электроны, $s=i$ – ионы) и магнитного поля (k_B – постоянная Больцмана); $\theta_{Вн}$ – угол между магнитным полем и нормалью УВ (угол ударной нормали). Все эти величины относятся, как правило, к области набегающего потока (ОВВП).

В отличие от газодинамики нейтрального газа, в магнитоактивной плазме при теоретических исследованиях рассматривают различные числа Маха, являющиеся отношениями скорости потока (V) к соответствующим характерным скоростям: $M \equiv M_s \equiv V/V_s$ – обычное (широко используемое в гидродинамике) число Маха (V_s – скорость звука), $M_A \equiv V/V_A$ – альфвеновское число Маха (или число Альфвена-Маха), где $V_A = B / (4\pi\rho)^{1/2}$ – альфвеновская скорость; $M_F \equiv V / (V_A^2 + V_s^2)^{1/2}$ – быстрое магнитозвуковое число Маха. Ударные волны с числами Маха больше 3-х называются ударными волнами с большими числами Маха или сверхкритическими ударными волнами.

В зависимости от взаимного расположения нормали УВ и вектора магнитного поля ОВВП ударные волны называются параллельными ($\theta_{Вн} = 0^\circ$), перпендикулярными ($\theta_{Вн} = 90^\circ$) и косыми ($\theta_{Вн} \neq 0^\circ, 90^\circ$). Косые (наклонные) УВ можно в свою очередь разделить на быстрые, медленные и промежуточные моды. Головная ударная волна (ГУВ) Земли является наиболее изученной УВ в космическом пространстве. Поскольку ГУВ имеет форму параболоида вращения, то в условиях стационарного межпланетного магнитного поля (IMS – Interplanetary Magnetic Field) она содержит все три типа ударных волн. Однако, обычно рассматривают либо квазиперпендикулярную (КПЕУВ: $\theta_{Вн} \geq 45^\circ$) либо квазипараллельную (КПАУВ: $\theta_{Вн} \leq 45^\circ$) ударные волны. При этом термин “косая” (“наклонная”) УВ употребляется в ситуации когда рассматриваемые углы ударной нормали попадают в области как КПАУВ так и КПЕУВ (например, $40^\circ \leq \theta_{Вн} \leq 60^\circ$). В дальнейшем тексте в состав абвератур, обозначающих ударные волны вводятся дополнительные литеры, обозначающие: Б – бесстолкновительная (в начале, например, БУВ); Г – головная (в начале (ГУВ) или в середине (КВАГУВ)).

Роль ГУВ Земли заключается в преобразовании сверхмагнитозвукового ($M_F > 1$) плазменного потока солнечного ветра в дозвуковой ($M_F < 1$) плазменный поток переходного слоя. Таким образом ГУВ замедляет поток, увеличивая тем самым его плотность. УВ также вызывает частичную диссипацию энергии потока и ее превращение в тепловую энергию. Ускорение частиц происходит в узкой области ударного перехода, причем электроны и ионы ускоряются до энергий, многократно превышающих их первоначальные энергии. Поскольку роль

соударений заряженных частиц в диссипации пренебрежимо мала, ГУВ Земли можно рассматривать как бесстолкновительную ударную волну (БУВ). Основные сведения о бесстолкновительных ударных волнах можно найти в обзорных работах [33-38].

Некоторые обозначения.

L_x - длина моделируемой системы в x направлении; T_F - конечное время расчета. При гибридном моделировании дискретные шаги по времени и пространству составляют, как правило, доли соответствующих масштабов. Например, довольно часто используются следующие значения: $\Delta t=0.05$, $\Delta x=0.5$ ($\Delta t=0.05\Omega_i^{-1}$, $\Delta x=0.5\delta_i$).

Через “N”-d обозначается размерность конфигурационного пространства и одновременно размерность рассматриваемых задач, в отличие от обозначения с использованием символа “D”, которое используется в методе частиц $D=(d+d_v)/2$, где d_v - размерность пространства скоростей. Это связано с тем обстоятельством, что в гибридных кодах даже в одномерном случае (1-d) рассматриваются, как правило, все три компоненты скоростей частиц и полный набор компонент векторов поля.

5. Замечания по литературе, включающей основные гибридные коды.

Детальное описание гибридных кодов, наиболее часто используемых для моделирования космической плазмы и в первую очередь для численного исследования бесстолкновительных ударных волн, приведено в работах [6, 39-41]. “Популярное” изложение основ численного моделирования задач, связанных с кинетическим поведением космической плазмы, представлено в статье [42]. Материал этой работы предназначен для читателей, не имеющих достаточного опыта в области численного моделирования. На примерах расчета бесстолкновительных ударных волн иллюстрируется методология и применение описанных методов.

Крупномасштабное гибридное моделирование магнитосферы Земли в целом проводилось в работе [43, 44]. В стандартную схему гибридного моделирования был введен ряд дополнений. Для моделирования процессов в магнитосфере Земли необходимо использовать различные пространственные масштабы: от масштабов порядка ионного гирорадиуса в магнитопаузе и ГУВ до обширных областей долей геомагнитного хвоста. Для разрешения различных масштабов в код введена численная генерация криволинейной координатной системы, способной разместить высокую плотность узлов сетки в областях, где требуется высокое пространственное разрешение и значительно меньшую плотность узлов в областях, подобных долям геомагнитного хвоста. Другой чертой кода является введение подщикоов магнитного поля для продвижения частиц. Магнитное поле вычисляется на десяти шагах по времени для каждого временного шага вычисления траекторий частиц. Временной шаг подщикоа позволяет обеспечить выполнение условия Куранта по отношению к вистлеровской моде даже в том случае когда временной шаг частиц может не удовлетворять этому условию. Стратегия временных подщикоов работает в областях далеких от Земли, где магнитное поле не слишком сильное. Еще одним элементом модели [43, 44] является замена приближения частиц в областях вблизи Земли МГД приближением для моделирования холодной компоненты

ионов ионосферы. Использование кода продемонстрировано на примере моделирования дневной меридианной плоскости магнитосферы Земли.

6. Квазиперпендикулярные ударные волны (КПЕУВ). Анизотропные неустойчивости.

Численное гибридное моделирование бесстолкновительных перпендикулярных и квазиперпендикулярных ударных волн космического пространства приводилось во многих работах (см, соответственно, [10,11,30,45-52], [47, 49, 53-78]). В структуре этих волн наблюдается хорошо выделенный ударный переход (ударный фронт). Для них характерно наличие спокойной (ламинарной) области вверх по потоку. Однако, в области вниз по потоку (для ГУВ Земли этой областью является магнитослой) функция распределения ионов по скоростям далека от изотропной. Плазма в этой области состоит из горячей ($\beta_s > 1$), анизотропной ($T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$) ионной компоненты и менее горячих электронов с небольшой анизотропией.

В квазиперпендикулярных ударных волнах основным механизмом диссипации является нагрев ионов на склоне (рампе) ударной волны. Нагревание ионов происходит преимущественно в поперечном направлении по отношению к окружающему магнитному полю B_0 . Механизм нагрева зависит от значения числа Маха ударной волны. Для УВ с большими значениями числа Маха (большими чем критическое значение M_c) большая часть нагрева осуществляется за счет отражения ионов, которые набирают значительные скорости гировращения. В случае УВ с малыми значениями числа Маха отражается относительно небольшое число ионов и нагревание происходит за счет прямого прохождения через УВ основной массы ионов (*пролетные ионы*). В ударных волнах как с большими так и с малыми значениями числа Маха распределение ионов, нагретых ударной волной, имеет большую поперечную анизотропию ($T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$), что делает их нестабильными по отношению к двум электромагнитным анизотропным ионным неустойчивостям: зеркальной и ионно-циклотронной.

Зеркальная неустойчивость может быть описана на основании МГД теории в длинноволновом пределе. Она возбуждает волны сжатия и в системе покоя плазмы имеет нулевое значение действительной части частоты. Максимум инкремента нарастания достигается в направлении волнового вектора k , который располагается под большим углом к вектору фонового магнитного поля B_0 . Неустойчивость приводит к возрастанию возмущений магнитного поля, распространяющихся почти параллельно B_0 . При этом образуются магнитные структуры, напоминающие магнитные зеркала, что и явилось основанием для названия этой неустойчивости.

Ионно-циклотронные неустойчивости (ICAs) описываются только кинетической теорией, имеют максимум инкремента нарастания при ненулевых частотах ниже соответствующих ионно-циклотронных частот и наиболее быстрый рост для k , параллельных B_0 . В дальнейшем изложении рассматриваются частные случаи ICAs: альфвеновская ионно-циклотронная (AIC или A/IC) неустойчивость; протонно-циклотронная анизотропная неустойчивость (PCAI); гелий-циклотронная анизотропная неустойчивость (HCAI).

Ионы с большой анизотропией температуры ($T_{\perp}/T_{\parallel}>1$) могут возбудить как зеркальную, так и ионно-циклотронную анизотропные неустойчивости. Насыщение обеих неустойчивостей происходит за счет изотропизации (термализации) популяции первоначально анизотропных ионов. Различие в ударных волнах с малыми и большими числами Маха проявляется только в деталях. В случае сверхкритических УВ ($M>M_c$) основная часть свободной энергии для нарастания волн связана с отраженными ионами, которые формируют компоненту ионной функции распределения, напоминающую сгруппированный по гиросферам кольцевой пучок. В докритических УВ свободная энергия поставляется пролетными ионами, которые формируют приблизительно бимаксвелловскую функцию распределения. Обычно, плазменная β в докритических УВ меньше чем в сверхкритических, что приводит к различным условиям для роста волн (в линейном приближении).

Согласно линейной теории, в электрон-протонной плазме с $\beta_{i\parallel}<6.0$ ($\beta_{i\parallel}$ - ионная β , связанная с $T_{i\parallel}$) протонно-циклотронная неустойчивость (PCAI) должна нарастать более быстро и для ее возбуждения требуется меньший порог анизотропии, чем для зеркальной неустойчивости. Этот вывод теории был подтвержден в двумерном гибридном моделировании [30]. Результаты гибридного моделирования PCAI представлены в работах [30,68,79-91], в которых, как правило, проводится сравнение с зеркальной неустойчивостью. Кинетические аспекты зеркальной неустойчивости (на основе одномерного гибридного моделирования) рассмотрены в работах [59, 80, 92-94].

В связи с большим инкрементом нарастания PCAI следовало ожидать, что альфвеновские протон-циклотронные (ниже, просто альфвеновские) волны должны нарастать и достигать насыщения (т.е., снижения анизотропии ниже порогового значения) раньше чем зеркальная мода могла бы дорасти до скольнибудь большой амплитуды. Однако, наблюдения в магнитослое показали, что наряду с альфвеновскими волнами в этой области присутствуют и зеркальные волны большой амплитуды. Для устранения этого несоответствия между наблюдениями и теорией в работе [92] было показано, что включение в рассмотрение ионов гелия солнечного ветра может - снизить инкремент нарастания альфвеновских волн таким образом, что зеркальная мода сможет все же возрасть. В дальнейшем эта идея была исследована в ряде работ (например, [68], [82]). Большое количество одномерных и двумерных гибридных расчетов для исследования конкуренции между альфвеновскими и зеркальными модами было проведено в работе [68]. Показано, что для многомерной плазмы (такой как плазма магнитослоя), в которой имеется возможность конкуренции двух мод для одной и той же свободной энергии, альфвеновская волна должна доминировать. При определенных условиях (при добавлении ионов гелия; начальных состояниях плазмы с большой анизотропией) зеркальная мода, несмотря на ее малый инкремент, может быть возбуждена и возрасти до большой амплитуды, как это наблюдалось в магнитослое.

Компьютерное моделирование PCAI с включением изотропного гелия было проведено в работах [23, 24, 95]. Одномерный гибридный код [41] многократно использовался для численного моделирования PCAI в условиях, соответствующих магнитослою Земли [80-87, 89-91].

С использованием одномерного гибридного моделирования в работе [80] проводилось сравнение кинетических аспектов зеркальной неустойчивости и PCAI. Рассматривались результаты трех численных моделирований:

- в первом, PCAI имела больший инкремент;
- во втором, зеркальная неустойчивость нарастала более быстро;
- в третьем, инкременты нарастания обеих неустойчивостей были одинаковыми.

Преимущество одномерного моделирования в изучении этих неустойчивостей проявляется в возможности форсировать рост возмущений вдоль одного угла θ по отношению к V_0 и тем самым предоставить возможность развития только одной неустойчивости. В работе [80] эта возможность использовалась в первых двух вариантах моделирования, в то время как в третьем моделировании угол θ выбирался таким, чтобы обе неустойчивости имели бы идентичные инкременты нарастания, создавая тем самым условия для изучения рассматриваемых неустойчивостей при их конкуренции. Однако, в общем случае, ограничение роста только одним направлением является физически необоснованным. Это означает, что одномерное моделирование не может адекватно воспроизводить процесс конкуренции между зеркальной неустойчивостью и PCAI. К тому же, в общем случае, нелинейная эволюция этих неустойчивостей не ограничивается распространением в одном направлении.

Сравнительное изучение зеркальной и протонно-циклотронной анизотропной неустойчивостей было продолжено в работе [88] с использованием двумерного гибридного кода [41]. Рассматривались те же самые варианты (3 варианта) предыдущей работы [80]. Для подавления PCAI в последних двух вариантах в модель включалась большая плотность ионов гелия. Согласно линейной теории, введение небольшой плотности изотропного (в смысле $T_{\perp}/T_{\parallel}=1$) He^+ может подавить PCAI в плазме с малой протонной анизотропией ($T_{\perp}/T_{\parallel} \leq 2$) без существенного воздействия на зеркальную неустойчивость [82]. Если анизотропия гелия является достаточно большой, то инкремент нарастания гелий-циклотронной анизотропной неустойчивости (HCAI) будет превышать инкремент нарастания PCAI в случае когда плотность ионов гелия достаточно велика [82].

По мере эволюции системы, как при зеркальной неустойчивости, так и при PCAI, энергия системы перекачивается в длинноволновые моды, а характерные частоты протонно-циклотронной неустойчивости снижаются [88]. Для обмена энергии взаимодействия волна-частица PCAI более важна чем зеркальная неустойчивость. Важность PCAI для изотропизации протонов оказывается большей чем это предполагается ее вкладом в полную волновую энергию, и именно эта неустойчивость почти единственно ответственна за нагревание ионов гелия. Сравнение результатов расчетов двумерного [82] так и одномерного численного моделирования показало, что в двумерном моделировании флуктуирующие поля доминирующей неустойчивости, достигают амплитуд насыщения, величины которых оказались несколько меньшими чем соответствующие амплитуды, полученные с использованием одномерного кода.

Как зеркальные так и альфвеновские (AIC) волны возбуждаются в непосредственной близости от рампа УВ-ы и затем конвективно сносятся в ОВНП. Интенсивность этих волн имеет резкий пик возле рампа УВ и спадает на

порядок величины на протяжении нескольких длин инерции ионов. Свободная энергия для нарастания волн поставляется отраженными ионами, которые хотя и составляют 20% от числа падающих частиц, но переносят 60% энергии [72]. Эти ионы обладают свободной энергией, которая быстро снижается на двух стадиях процесса. На первом этапе происходит диффузия ионов по углам giroфазы. На втором этапе происходит питч-угловое рассеяние ионов на возбужденных волнах, которое приводит к снижению анизотропии [71].

В работе [96] было указано, что основные механизмы, действующие в области вниз по потоку (ОВНП) ударных волн с большими числами Маха оказываются действительными и в случае малых чисел Маха. При этом случай малых M_A является более простым для детального изучения в УВ, поскольку уровень турбулентности оказывается ниже, а изотропизация частиц протекает более медленно. В двумерном гибридном моделировании эволюции волновых спектров и распределения частиц в ОВНП ударных волн с большими числами Маха ($M_A=8$) (предиктор-корректорная схема для решения уравнения поля [22]) [72] анизотропия протонного распределения позади рампа УВ снижалась так быстро, что возникли сложные проблемы исследования деталей процесса.

Исследование системы с малым значением числа Маха ($M_A=2$) с использованием двумерного кода [72] проводилось в работе [74] при следующих значениях параметров расчета: $\theta_{bn}=80^\circ$, $\beta_i=0.05$, $\beta_e=0.05$; $L_x=100c/\omega_p$, $L_y=19c/\omega_p$; $\Delta x=0.25c/\omega_p$, $\Delta y=0.25c/\omega_p$, $\Delta t=0.01\Omega_i^{-1}$, $T_F=50\Omega_i^{-1}$. В варианте расчета с добавлением небольшого числа H^{++} ($n_\alpha=0.04n_e$) было показано, что ионы гелия поглощают параллельно распространяющиеся альфвеновские волны, усиливая тем самым роль как АИС волн косоугольного распространения так и волн сжатия (включая также и зеркальные волны). Вдали от фронта УВ в ОВНП косые волны имеют большую энергию по сравнению с параллельно распространяющимися модами. Дальнейший анализ результатов расчета в расширенной области и с более длительным интервалом времени ($L_x=150c/\omega_p$, $L_y=50c/\omega_p$; $\beta_i=0.1$, $\beta_e=0.1$; $\Delta y=0.5c/\omega_p$, $T_F=110\Omega_i^{-1}$; остальные параметры имели прежние значения) показал, что среди АИС волн доминируют волны гелия. Эти альфвеновские гелий-циклотронные моды растут преимущественно вдали от фронта УВ. В частности, их рост происходит за счет поглощения протонно-циклотронных волн ионами гелия. Это поглощение обеспечивает ионы поперечной энергией и, следовательно, является источником свободной энергии для циклотронного излучения. Рост гелий-циклотронных волн (в ОВНП) составляет исключение из общего вывода о распространении волн, наблюдаемых в квазиперпендикулярном магнитослое: как при больших так и при малых значениях числа Маха волны возбуждаются в ударной волне, а затем конвективно сносятся в ОВНП.

В большинстве работ по численному моделированию ICAI использовались вычисления с начальными значениями (ВНЗ): когда в начальный момент времени $t=0$ задается неустойчивое состояние плазмы, а затем системе предоставляется эволюционировать во времени без дополнительного вмешательства. Однако, в ряде работ (например, [97] (PIC-моделирование), [85, 93]) было проведено так называемое “рециклическое” (recycled) или “подправленное” (refreshed) моделирование этих неустойчивостей. Основная идея такого моделирования состоит в том, чтобы обеспечить рассматриваемую неустойчивость источником свободной энергии за счет непрерывной подачи

“свежих” анизотропных ионов. Для этого на заранее заданных регулярных временных интервалах (τ_{ref}) в систему добавлялось фиксированное число анизотропных ионов (и изотропных электронов [97]). На каждом временном шаге “обновляется” $\Delta\tau/\tau_{ref}$ -ая часть частиц. Скорости этих “свежих” частиц выбирались из начальных распределений, а пространственные координаты задавались случайным образом. Результатом такой процедуры является устранение некоторой части флуктуаций кинетической энергии и восстановление в процессе моделирования свободной энергии, связанной с ионной анизотропией.

ВНЗ обычно показывают, что высокочастотные моды достигают пика энергии за относительно небольшое время и в дальнейшем распадаются, хотя нелинейные процессы позволяют флуктуационной энергии перекачиваться в более длинные волны. Напротив, при “рециклическом” моделировании в конечном счете достигается баланс между вводимой свободной энергией и снижением ионной анизотропии за счет рассеяния волна-частица. В результате получается квазистационарное состояние, в котором амплитуды как высокочастотных, так и низкочастотных мод поддерживаются почти на постоянном уровне.

Численное моделирование бесстолкновительной перпендикулярной УВ при больших числах Альфвена-Маха, проведенное с использованием гибридных кодов различной размерности (1d, 2d и 3d) [50], позволило выяснить влияние размерности используемой модели на структуру фронта УВ. В этой работе был подтвержден полученный ранее результат о генерации электромагнитных волн большой амплитуды (колебаний плотности и магнитного поля) на фронте 2-мерной УВ. Наличие таких колебаний делает возможной бесстолкновительную релаксацию анизотропии ионной температуры на фронте УВ. Введение в рассмотрение третьего пространственного измерения не вносит в модель дополнительных физических эффектов и приводит только к уменьшению амплитуд флуктуаций плотности и магнитного поля.

7. Квазипараллельные ударные волны (КПАУВ). Процесс реформации.

Квазиперпендикулярные ударные волны имеют хорошо выделенный и гладкий профиль магнитного поля в области ударного перехода. В отличие от этого бесстолкновительные квазипараллельные УВ (БКПАУВ) ($\theta_{Bn} < 45^\circ$) характеризуются сложной структурой переходной области, что связано, в первую очередь, с наличием волн большой амплитуды в областях вверх и вниз по потоку. В течении последних 15-и лет с помощью анализа данных наблюдений и численного моделирования были достигнуты большие успехи в понимании физики КПАУВ и роли волн ОВВП в формировании их структуры. При рассмотрении физических процессов, протекающих в КПАУВ, возникают сложности в связи с наличием различных групп ионов, наблюдаемым в них: в ОВВП существует высокоэнергетичная диффузионная компонента ионов, в то время как пучки относительно холодных ионов часто наблюдаются на ударном фронте (рампе) или в ОВВП главного ударного перехода. Локализация этих пучков в пространстве скоростей согласуется с механизмом зеркального отражения частиц солнечного ветра (набегающего потока) от ударного фронта.

УВ с большими числами Маха (УВБМ) характеризуются отражением ионов от ударного фронта. Из-за наличия отраженных частиц волновая структура и динамика ионов в КПАУВБМ являются более сложными, чем в КПАУВ с малыми значениями числа Маха. Пространственная структура области ударного перехода составляет десятки ионных гирорадиусов, что обуславливает важность ионных кинетических эффектов в КПАУВ. Простейшей численной моделью, в которой сохраняется описание ионных кинетических эффектов, является гибридная модель (ионы - макрочастицы; электроны - безмассовая жидкость).

Первое компьютерное моделирование БКПАУВ с использованием гибридного кода было проведено в работе [98]. В последствии гибридное моделирование БКПАУВ с использованием более уточненной методики и диагностики проводилось многими авторами (см., например, 35, 37, 68, 69, 73, 99-145). Работы [99-105] посвящены рассмотрению параллельных УВ. Вычисления КПАУВ [98,106] показали наличие коротковолновых вистлеров в ОВВП, которые доминировали в структуре УВ. Эти волны рассеивают ионы и тем самым вносят необходимую диссипацию. В расчетах с относительно малым значением числа Маха [100] наблюдалась генерация быстрых магнитозвуковых (FMS - Fast MagnetoSonic) волн. После достаточно продолжительного времени счета, эти волны становятся доминирующими в области набегающего потока и вытесняют вистлеры.

В работе [99] выполнены вычисления для строго параллельных УВ и найдено, что взаимодействие ионов обратного потока с солнечным ветром приводит к развитию резонансной электромагнитной ионной потоковой неустойчивости. Эта неустойчивость генерирует право-поляризованные волны, которые конвективно сносятся к УВ и усиливаются тем самым разогрев частиц. На основе результатов гибридного моделирования и теоретических рассмотрений была разработана модель параллельных УВ с большими значениями числа Маха [99]. В расчетах работы [99] волны типа вистлеров не наблюдались, что объяснялось наличием некоторого сопротивления в численном коде. Этот вывод применим также и к кодам, применяемым в целом ряде работ (например, [110, 112, 119]). Использование в гибридных кодах конечного сопротивления, которое ведет к демпфированию коротковолновых мод, обсуждалось в работе [119]. Отмечается, что большой пространственный шаг для проведения расчетов также подавляет амплитуды коротких волн.

С помощью гибридного моделирования КПАУВ было показано, что при малых числах Маха крупномасштабная структура фронта УВ является квазистационарной, а при больших числах Маха становится неустойчивой: квазипериодически происходит разрушение фронта и повторное его формирование [110]. (В англоязычной литературе последний процесс обозначается термином "*reformation*", который в отечественной литературе переводится различными терминами: "*преобразование УВ-ы*", "*преобразование формы УВ*", "*восстановление формы УВ*", "*формирование вторичной УВ*" и т.п. В настоящей работе используется термин "*реформация УВ*".)

Как показали многочисленные расчеты [73,111,113,118, 119, 124, 126, 127, 130,134,135], в процесс *реформации УВ* вносят вклад как волны набегающего

потока, так и отраженные волны. Процесс *реформации* инициализируется волнами ОВВП, которые конвективно сносятся в направлении к склону (рампу) УВ [112]. При этом происходит укрупнение этих волн. Одновременно значительная часть ионов набегающего потока отражается от фронта УВ. Эти ионы объединяются с ионами падающего потока и формируют новую ионную популяцию, а гребень укрупненной волны становится новым фронтом УВ. В *работе* [119] ионы обратного потока устранялись на расстоянии 10-и ионных длин инерции от рампа УВ в ОВВП. Было найдено, что и в этих условиях также имеет место процесс реформации. Авторы работы [119] сделали вывод о том, что реформация является неотъемлемым свойством УВ, и предположили, что за этот процесс должна быть ответственна ион/ионно-пучковая неустойчивость (I/IV) между ионами набегающего потока и нагретыми ионами ОВВП. Так как неустойчивые пучка локализованы в области, где ионные популяции ОВВП и ОВНП перекрываются, эта неустойчивость была названа "интерфейсной"

Численное моделирование взаимодействия пучка ионов конечной длины с фоновой плазмой [124] показало, что резонансные моды, возникающие в результате неустойчивости ионы - ионный пучок, возрастают до больших амплитуд и связывают встречные пучки. В случае КПАУВ такой процесс может происходить между набегающей плазмой и ионами, зеркально отраженными от УВ. Когда существует конечный угол между пучком и магнитным полем, ионный пучок отклоняется в ОВВП, что ведет к локальному усилению магнитного поля.

В работе [130] была изолирована цепочка волн области набегающего потока КПАУВ и исследовалось взаимодействие этих волн с ионным пучком конечной длины, а также с ионами, эмитированными точечным источником. Результаты показали, что амплитуда исходной волны возрастает и происходит укрупнение волн. Авторы работы [130] сделали вывод, что процесс *реформации* УВ может быть вызван взаимодействием зеркально отраженных ионов с волнами ОВВП и показали что решающую роль в структуре и эволюции фронта играют магнитозвуковые волны, возбуждаемые отраженными ионами в области набегающего потока. Этот вывод был также подтвержден в работе [126], в которой исследовался переход от устойчивых КПАУВ с малыми M_A к неустойчивым КПАУВ с большими M_A . В этой работе показано, что определяющую роль в структуре и эволюции фронта играют магнитозвуковые волны, возбуждаемые отраженными ионами в ОВВП. Рассматривалось шесть вариантов расчета с одинаковыми параметрами ОВВП ($\theta_{\text{вн}}=30^\circ$, $\beta=1$) за исключением чисел Альфвена-Маха ($M_A=1.5, 1.9, 2.1, 2.3, 2.8, 3.2$). При малых значениях M_A в ОВВП наблюдались стоячие дисперсионные вистлеры. При $M_A > 1.5$ происходит отражение ионов падающего потока от фронта ударной волны. Ионы обратного потока при их взаимодействии с солнечным ветром возбуждают вистлеры с большей длиной волны [100] с волновым вектором k , направленным в направлении ОВВП. За счет большой групповой скорости, энергия этих волн распространяется в ОВВП и в результате УВ остается устойчивой. При еще больших значениях числа Маха ($M_A > 2.3$) энергия волн не может больше распространяться в направлении ОВВП. Поток энергии, связанный с волнами набегающего потока, направлен в ОВНП, что приводит к неустойчивому поведению (*реформации*) УВ. В этой же работе

продемонстрировано преобразование при (прохождении через УВ) быстрых магнитозвуковых волн (ОВВП) в альфвеновские ионно-циклотронные волны.

Процесс реформации УВ, предложенный в работах [124, 127, 130], включает отраженные ионы. Однако, было показано [134], что в низкочастотных волнах ОВВП ($\theta_{\text{ва}}=30^\circ$) укрупнение волн происходит и в отсутствие хорошо развитого пучка зеркально отраженных ионов. Плотность диффузионных ионов возрастает почти экспоненциально в ОВВП непосредственно у рампа УВ. Это приводит к резкому укрупнению волны, структура которой становится похожей на пульсацию и в конечном счете содержит УВ.

В работе [141] с помощью одномерного гибридного моделирования изучался отклик бесстолкновительной УВ на внезапное изменение направления магнитного поля в ОВВП, при котором УВ из квазиперпендикулярной становится квазипараллельной. Сразу же за переходом (КПЕУВ \rightarrow КПАУВ) УВ зеркально отражает большой процент частиц набегающего потока солнечного ветра. В последствии, когда КПАУВ-а устанавливается, отражение частиц спадает до 1-3%. В этом состоянии ионы обратного потока не отражаются зеркально, а ускоряются на УВ до надтепловых энергий. Просачивание тепловых ионов из ОВВП дает только небольшой вклад в диффузию в ОВВП.

8. Двумерное гибридное моделирование.

Существует несколько основных проблем, которые могут быть рассмотрены только с помощью двумерного (2-d) моделирования: распространение волн, их укрупнение и трансформация. Основным ограничением одномерного (1-d) моделирования является то, что волны (как в ОВВП, так и в ОВНП) ограничены распространением вдоль нормали УВ. Двумерное гибридное моделирование бесстолкновительных ударных волн впервые было проведено в работах [146] (формирование и эволюция БУВ) и [108] (исследование КПАУВ). Многомерному гибриднему моделированию посвящена работа [40].

В работе [118] было показано, что циклическое поведение КПАУВ (процесс *реформации*) не является артефактом одномерности моделирования. В двумерном моделировании этот процесс также имеет место и таким образом оказывается характерной чертой КПАУВ. В двумерном случае процесс *реформации* происходит некогерентно вдоль ударной поверхности и волны ОВВП не проявляют тенденции выравниваться вдоль магнитного поля В или вдоль ударной нормали п. С помощью двумерного гибридного моделирования бесстолкновительных КПАУВ в работе [137] проводилось изучение свойств волн ОВВП, процесса *реформации* УВ и турбулентности ОВНП, а в работе [74] исследовалась динамика магнитослоя (нагревание ионов H^+ и He^{++} в ГУВ с малыми значениями числа Маха; возбуждение волн и изотропизация ионов в ОВНП).

Двумерное численное гибридное моделирование КПАУВ с небольшими значениями M_A было проведено в работах [133,136,137,143]. Результаты расчетов показали, что (также как и в 1-d моделировании) после некоторого времени с начала расчета вистлеры вытесняются более длинноволновыми модами (возбуждаемыми ионами обратного потока) и только последние распространяются приблизительно вдоль направления окружающего магнитного поля. В работе [143] было показано, что градиента ионов обратного потока и

сопутствующего изменения направления распространения волн оказывается не достаточно для объяснения наблюдаемого укручения. 2-d моделирование использовалось для изучения свойств волн, возбуждаемых в плазме с неравновесной функцией распределения по скоростям (типа кольцевого пучка) [147]. Показано, что кольцевая компонента анизотропии ионов обратного потока может вносить определенный вклад в процессы укручения.

В работе [136] для усиления вклада в динамику процессов дальней части функции распределения частиц применяется следующий прием, ранее использованный в одномерном моделировании [112]. В области вверх по потоку максвелловское распределение разбивается на две части: “ядро” распределения, имеющее скорости до $1.75v_{th}$ (v_{th} -тепловая скорость), и внешнюю часть с $v > 1.75v_{th}$. Каждая частица внешней части (представляющая ион) расщепляется на три новые частицы с теми же самыми компонентами скорости. Эти частицы помещаются в ту же самую ячейку сетки с небольшими различиями в их положениях. При вычислении моментов функции распределения используются различные весовые множители для частиц из разных частей такого разбиения.

Распределение ионов, нагретых в КПЕГУВ имеет большую анизотропию перпендикулярной температуры, что является источником свободной энергии для нарастания альфвеновских ионно-циклотронных (AIC) и зеркальных волн. Эти моды часто наблюдаются в магнитосфере Земли. Двумерное гибридное моделирование [68,71,72,74,81,88] показало, что эти волны возникают возле фронта УВ и конвективно сносятся в ОВНП, а не генерируются локально. В работе [88] приведены результаты численного изучения кинетических свойств зеркальной и протон-циклотронной анизотропной неустойчивостей в условиях их конкурентности. Анализ анизотропии протонной температуры в КПЕУВ и в связанных с ними магнитослоях на основе двумерного гибридного кода проводился в работе [77].

Трехмерный гибридный код (3d версия кода [32]) применялся для исследования суперкритической КПЕУВ ($M_A \approx 3.3$) [76]. В процессе моделирования наблюдалась некопланарная вистлерная волна, свойства которой оказались похожими на свойства “вистлеров ОВВП”, наблюдаемых в окрестностях планетарных УВ.

Одномерное [132] и двумерное [142] гибридное моделирование проводилось для изучения развития турбулентности, получающей энергию от диффузных ионов обратного потока в ОВВП КПАУВ и формирования коротких магнитных структур большой амплитуды (SLAMS - Short Large-Amplitude Magnetic Structure). Расчеты проводились с включением инжекции очень горячего пучка ионов по отношению к набегающему холодному потоку частиц. В процессе моделирования [142] формировались пульсации, которые были очень похожи на SLAMSS, наблюдаемые в ОВВП ГУВ Земли.

Исследование влияния изменения направления межпланетного магнитного поля (IMF) на ГУВ, магнитослой и магнитосферу с помощью 2-d моделирования проводилось в работе [148]. Результаты 2-d моделирования сравнивались с результатами 1-d моделирования [75]. Показано, что за счет взаимодействия УВ и межпланетного вращательного разрыва формируются импульсы давления. Импульс давления, связанный с отраженными от УВ

ионами, может возбуждаться в форшоке когда IMF меняет свое направление. Особенно в случае когда локально КПАГУВ становится КПЕГУВ.

В работе [114] представлены результаты гибридного моделирования криволинейной бесстолкновительной суперкритической УВ в двумерной геометрии. Для изучения свойств и возникновения ионной популяции форшока в моделировании рассматриваются как квазиперпендикулярная, так и квазипараллельная части ударной волны. Результаты вычислений продемонстрировали, что в ионной популяции форшока доминирующую роль играют ионы, отраженные от квазипараллельной части УВ, в то время как нелокальный перенос с квазиперпендикулярной части УВ в область форшока является минимальным. Результаты трехмерного гибридного моделирования взаимодействия солнечного ветра с планетами Марс и Венера представлены в работах [149–152].

Трехмерный численный (гибридный) код использовался для моделирования искусственно инжектируемых в солнечный ветер облаков (сгустков) из легкоионизируемых веществ (моделирование AMPTE-эксперимента (Active Magnetospheric Particle Tracer Explorer)) [153]. В этом расчете показано, что конвекция магнитного поля около выпущенного облака является асимметричной, взаимодействие ионов солнечного ветра с плазмой облака также асимметрично. В отличие от планет или комет в этом случае отсутствует нейтральный хвост.

9. Формирование разрывов в гибридном моделировании.

Важным элементом численного моделирования (в частности, гибридного) задач, рассматриваемого типа, является инициализация (начальное формирование) разрывов: ударных волн (УВ), тангенциального (TD-Tangential Discontinuity) и вращательного (RD-Rotational Discontinuity) разрывов. В ряде случаев для исследования генерации волн вблизи разрыва (например, TD) с помощью нестационарного самосогласованного моделирования необходимо задать стационарный во времени разрыв. Такое задание можно осуществить различными способами.

Во-первых, используется равновесный тангенциальный разрыв, полученный из простых балансных соотношений для давления. В работе [154] такой подход применяется для изучения структуры TD с помощью одномерного гибридного моделирования.

Вторым методом является конструирование власовского равновесия (как это обсуждалось в [155]). Этим способом иницировалось двумерное гибридное моделирование для изучения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца вблизи разрыва TD-типа с широм потока частиц через границу [156].

В третьем методе разрыв задается динамически за счет взаимодействия двух потоков плазмы. Эта техника использовалась в [157] для исследования общей задачи (Римана): каким образом плазма солнечного ветра и магнитное поле объединяются в магнитосферу. К этому типу алгоритмов инициализации разрывов относится метод жесткого поршня [35,46,158] (другое название, встречающееся в литературе “метод твердой стенки”), который широко используется в гибридном моделировании бесстолкновительных УВ. Состояние плазмы создается начальным потоком вправо, а также непрерывной инъекцией

плазмы с левой стороны. Плазма отражается от жесткой проводящей стенки, расположенной на правой стороне области расчета. Отраженная плазма совместно с набегающим потоком формирует УВ, которая распространяется влево, так что область форшока (т.е. область моделирования слева от УВ (в 1-d случае)) непрерывно сокращается в процессе моделирования. Такое сокращение форшока может вызвать некоторые трудности, например, при изучении ускорения частиц до больших энергий. Еще один недостаток метода заключается в необходимости больших затрат компьютерного времени для того, чтобы УВ отделилась от жесткой стенки.

Метод поршня имеет то преимущество, что разрыв формируется динамически и таким образом не вводятся никаких априорных предположений о разрыве (например, масштабы градиентов, внутренняя структура разрыва (УВ), вращение и т.д.), а разрыв эволюционирует самосогласованным образом из краевых условий. Такое свойство метода инициализации важно при изучении RDs, которые могут оказаться не единственными [143], а также при исследовании сильных промежуточных ударных волн, в которых переход от набегающего состояния (ОВВП) к вытекающему состоянию (ОВНП) происходит не единственным образом ([159] модель резистивной холловской МГД; [160]).

В работе [121] были рассмотрены два общих способа (раннее описанные в литературе) для формирования как КПАУВ, так и КВПЕУВ. Одним из этих способов был метод поршня. Когда ионы встречают стенку, их нормальная компонента скорости обращается по направлению. Таким образом в системе появляются два встречных ионных пучка. В квазиперпендикулярном пределе эти пучки взаимодействуют через динамическое электрическое поле ($\sim \mathbf{V} \times \mathbf{B}$) и УВ-а может быстро установиться (на временном масштабе $\approx 4\Omega_i^{-1}$). Хороший пример такого механизма формирования дан в работе [46]. Для строго параллельного режима динамическое электрическое поле пренебрежимо мало, так что связь должна осуществляться за счет другого механизма (в частности, за счет гидродинамической планговой неустойчивости).

Вторым способом является инжекционный метод [161], в котором начальные условия задаются на поверхности, на которой выполняются соотношения Ренкина-Гюгонно, а сам разрыв не имеет структуры. Горячие ионы ОВНП, возникающие в процессе формирования УВ, двигаются в направлении плазмы ОВВП. В квазиперпендикулярном режиме, результатом движения этих ионов является появление динамического электрического поля, которое в свою очередь инициализирует отражение ионов в ОВВП [11] на временах $\approx 6\Omega_i^{-1}$. Таким образом УВ имеют сравнимые времена формирования как при инжекционном методе, так и при использовании метода жесткого поршня. В квазипараллельном режиме движение ионов ОВВП, параллельное магнитному полю, приводит к анизотропии давления, которое в свою очередь приводит к возбуждению планговой неустойчивости. В работе [121] было найдено, что свойства КВПАУВ сильно зависят от того каким образом они сгенерированы. С другой стороны, КВПЕУВ ($\theta_{\text{Вн}} > 45^\circ$) не зависят от способа их формирования.

10. Столкновения ударных волн.

Большинство работ по физике БУВ относится к изучению структуры единичной, изолированной УВ. Однако, представляет интерес и исследование физичих процессов, протекающих при столкновении двух БУВ. Такие столкновения должны быть важны в солнечном ветре [162], а также при изучении импульсной фазы солнечных вспышек [163,164]. В работе [165,166] было предположено, что такие столкновения могут происходить в форшоке КПАУВ. С помощью гибридного моделирования исследовалось взаимодействие двух БУВ [55,57,63,101,120,167].

Взаимодействие двух встречных КПЕУВ примерно равной величины изучалось в работах [55,57]. Численное моделирование показало, что структуры полей имеют тенденцию проходить одна сквозь другую без значительных возмущений, за исключением малого времени столкновения когда суммарные поля образуют довольно сложную структуру. Ионные кинетические эффекты оказались доминирующими при взаимодействии, главной чертой которого является возникновение энергетичных ионов. После прохождения одной УВ-ы сквозь другую позади остается горячая плазма, в которой появляется популяция ионов, имеющих значительную энергию. Ионы, захваченные в середине столкновения, могут быть ускорены до умеренных энергий ($E \approx 10E_0$; $E_0 = mV_0^2/2$, V_0 —скорость УВ перед столкновением).

Другая форма взаимодействия, а именно, слияние двух УВ, распространяющихся в одном направлении рассматривалась в работе [63]. В этом случае одна УВ догоняет другую и в результате слияния образуется более сильная УВ и сопровождающие ее безударные разрывы. Для строго перпендикулярной УВ таким разрывом оказался контактный разрыв в ОВНП.

Численное моделирование взаимодействия двух КВАУВ [63] показало, что и в этом случае после взаимного прохождения двух УВ позади остается горячая плазма, имеющая частицы с энергиями вплоть до $40E_0$. Процесс энергетизации частиц более эффективен в случае КПАУВ по сравнению со случаем строго параллельных УВ. Столкновение двух УВ наиболее эффективно в случае когда обе УВ имеют одинаковые интенсивности.

Методом численного гибридного моделирования исследовалось формирование бесстокровительных межпланетных ударных волн (БМУВ) [120]. Столкновение двух КПЕ БМУВ на расстояниях более 5 а.е. приводит к образованию тангенциального разрыва между ними (размером $1-4R_i$). Взаимодействие двух наклонных БМУВ на удалении ~ 1 а.е. приводит к образованию контактного разрыва (размером $20-30R_i$). Здесь через R_i обозначен ионный гирорадиус, а.е. $= 1.495985 \times 10^{11} \text{ м} \approx 1.495985 \times 10^8 \text{ км}$ —астрономическая единица—среднее расстояние между Землей и Солнцем.

В работе [167] проведен обширный анализ столкновений между двумя БУВ. Результаты более ранних работ [55,57] были распространены в двух направлениях. Во-первых было изучено столкновение КПЕУВ, значительно отличающиеся по величине, и во-вторых результаты предыдущих работ были рапространены до квазипараллельных и строго параллельных режимов. В квазиперпендикулярном режиме процесс ускорения ионов оказался наиболее эффективным при взаимодействии двух УВ примерно одинаковой величины. В квазипараллельном режиме происходит ускорение значительно большего числа ионов до более высоких энергий по сравнению со случаем КПЕУВ, что

объясняется непрерывной утечкой горячих ионов из ОВНП каждой УВ в ОВВП. Для строго параллельных УВ происходит ускорение приблизительно такого же числа ионов как и в случае КПАУВ, но максимальные энергии достигаются на более низком уровне (~25%). В этом случае отсутствует динамическое электрическое поле ($\sim V \times B$) и в результате ионы набирают энергию только за счет взаимодействия с электромагнитными волнами большой амплитуды.

11. Заключительные замечания.

В данной статье приведен обзор работ по численному моделированию физических процессов, протекающих в бесстолкновительных ударных волнах космической плазмы. Эффективность применения рассматриваемой гибридной модели (ионы-частицы; электроны-безмассовая жидкость) была показана на примере численного моделирования низкочастотных процессов в БУВ. В связи с наличием огромного числа публикаций по данной тематике, данная работа представляет собой только вводную (базовую) часть в ряду предполагаемых публикаций. Здесь удалось охватить только ограниченную часть работ в этой области, а именно, работы, связанные с моделированием некоторых аспектов физики КПЕУВ и КПАУВ. В дальнейших публикациях предполагается привести обзоры работ по гибридному моделированию космической плазмы примерно по следующим темам: медленные и промежуточные БУВ; отражение ионов от УВ, популяции ионов обратного потока в ОВВП УВ (пучковая, промежуточная и диффузионная компоненты); ускорение частиц (ионов, электронов) УВ; безударные разрывы, связанные в первую очередь с магнитопаузой; процессы пересоединения магнитных силовых линий (на дневной стороне магнитопаузы; в геомагнитном хвосте) и т.д.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 96-01-01171а.

Литература

1. Darwin C.G. The dynamical motions of charged particles. // *Phyl. Mag.* 1920. Vol. 59, N 6. P. 537-551.
2. Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics via computer simulation. - New York: McGraw-Hill. 1985. *Имеется перевод* Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. - М.: Энергоатомиздат, 1989. 452с.
3. Березин Ю.А., Вшивков В.А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. - Новосибирск: Наука СО, 1980. 95с.
4. Березин Ю.А., Федорук М.П. Моделирование нестационарных плазменных процессов. - Новосибирск: Наука СО, 1993. 357с.
5. Boris J.P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code. // *Proceedings, Fourth conference on Numerical Simulation of Plasmas/Edited by J.P. Boris, R. Shanny - Washington, D.C., USA: U.S. Government Printing Office, 1970. P. 3-67.*
6. Winske D. Hybrid simulation codes with application to shocks and upstream waves. // *Space Sci. Rev.* 1985. Vol. 42, N 1-2. P. 53-66.
7. Chodura R. A hybrid fluid-particle model of ion heating in high-Mach-number shock waves. // *Nucl. Fusion.* 1975. Vol. 15, N 1. P. 55-61.
8. Sgro A.G., Nielson C.W. Hybrid model studies of ion dynamics and magnetic field diffusion during pinch implosions. // *Phys. Fluids.* 1976. Vol. 19, N 1. P. 126-133.
9. Hamasaki S., Krall N.A., Wagner C.E., Byrne R.N. Effect of turbulence on theta pinch modeling by hybrid numerical models. // *Phys. Fluids.* 1977. Vol. 20, N 1. P. 65-71.

10. Leroy M.M., Goodrich C.C., Winske D., Wu C.S., Papadopoulos K. Simulation of a perpendicular bow shock. // *Geophys. Res. Lett.* 1981. Vol. 8, N 12. P. 1269-1272.
11. Leroy M.M., Winske D., Goodrich C.C., Wu C.S., Papadopoulos K. The structure of perpendicular bow shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1982. Vol. 87, N A7. P. 5081-5094.
12. Sgro A. G. Calculations of the effects of incomplete preionization in high voltage theta pinches. // *Phys. Fluids.* 1978. Vol. 21, N 8. P. 1410-1416.
13. Leroy M.M., Winske D. Backstreaming ions from oblique earth bow shocks. // *Ann. Geophys.* 1983. Vol. 1, N 6. P. 527-536.
14. Winske D. Leroy M.M. Diffuse ions produced by electromagnetic ion beam instabilities. // *J. Geophys. Res. A.* 1984. Vol. 89, N A5. P. 2673-2688.
15. Winske D., Wu C.S., Li Y.Y., Zhou G.C. Collective capture of released lithium ions in the solar wind. // *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89, N A9. P. 7327-7330.
16. Winske D. Wu C.S., Li Y.Y., Mou Z.Z., Guo S.Y. Coupling of newborn ions to the solar wind by electromagnetic instabilities and their interaction with the bow shock. // *J. Geophys. Res. A.* 1985. Vol. 90, N A3. P. 2713-2726.
17. Hada T., Kennel C.F. Nonlinear evolution of slow waves in solar wind. // *J. Geophys. Res. A.* 1985. Vol. 90, N A1. P. 531-535.
18. Hewett D.W. A global method of solving the electron-field equations in a zero-inertia-electron-hybrid plasma simulation code. // *J. Comput. Phys.* 1980. Vol. 38, N 3. P. 378-395.
19. Hewett D.W., Seyler C.E. Reconnection phenomena during the formation phase of field-reversal experiments. // *Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 46, N 23. P. 1519-1522.
20. Hewett D.W. Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of field reversed theta pinch. // *Nucl. Fusion.* 1984. Vol. 24, N 3. P. 349-357.
21. Friedman A., Sudan R.N., Denavit J. A linearized 3D hybrid code for stability studies of field-reversed ion rings. // *J. Comput. Phys.* 1981. Vol. 40, N 1. P. 1-35.
22. Byers J.A., Cohen B.I., Condit W.C., Hanson J.D. Hybrid simulation of quasineutral phenomena in magnetized plasma. // *J. Comput. Phys.* 1978. Vol. 27, N 3. P. 363-396.
23. Tanaka M. Simulations of heavy ion heating by electromagnetic ion cyclotron waves induced by proton temperature anisotropies. // *J. Geophys. Res. A.* 1985. Vol. 90, N A7. P. 6459-6468.
24. Omura Y., Ashour-Abdalla M., Quest K., Gendrin R. Heating of thermal helium in the equatorial magnetosphere: a simulation study. // *J. Geophys. Res. A.* 1985. Vol. 90, N A9. P. 8281-8292.
25. Harned D.S. Quasineutral hybrid simulation of macroscopic plasma phenomena. // *J. Comput. Phys.* 1982. Vol. 47, N 3. P. 452-462.
26. Harned D.S. Rotational instabilities in the field reversed configuration: results of hybrid simulations // *Phys. Fluids.* 1983. Vol. 26, N 5. P. 1320-1326.
27. Otani N.F. The Alfvén ion-cyclotron instability: Simulation theory and techniques. // *J. Comput. Phys.* 1988. Vol. 78, N 2. P. 251-277.
28. Otani N.F. Application of nonlinear dynamical invariants in a single electromagnetic wave to the study of the Alfvén-ion-cyclotron instability. // *Phys. Fluids.* 1988. Vol. 31, N 6. P. 1456-1464.
29. Terasawa T., Hoshino M., Sakai J.-I., Hada T. Decay instability of finite-amplitude circularly polarized Alfvén waves: A numerical simulation of stimulated Brillouin scattering. // *J. Geophys. Res. A.* 1986. Vol. 91, N A4. P. 4171-4187.
30. Winske D., Quest K.B. Magnetic field and density fluctuations at perpendicular supercritical collisionless shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1988. Vol. 93, N A9. P. 9681-9694.
31. Agim Y.Z., Vinas A.F., Goldstein M.L. Magnetohydrodynamic and hybrid simulations of broadband fluctuations near interplanetary shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1995. Vol. 100, N A9. P. 17081-17106.
32. Matthews A.P. Current advance method and cyclic leapfrog for 2D multispecies hybrid plasma simulations. // *J. Comput. Phys.* 1994. Vol. 112, N 1. P. 102-116.
33. Сардеев П.З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // *Вопросы теории плазмы. - М: Атомиздат, 1964. Вып. 4. С. 20-80.*
34. Greenstadt E.W. Oblique, parallel, and quasi-parallel morphology of collisionless shocks. // *Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research / Geophys. Monogr. Ser. Vol. 35 / Edited by B.T. Tsurutani, R.G. Stone. - Washington, D.C.: AGU, 1985. P. 169-184.*

- 35 Quest K.B. Simulation of quasi-parallel collisionless shocks. //Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research/*Geophys.Monogr.Ser.Vol.35/Edited by B.T.Tsurutani, R.G.Stone.* -Washington, D.C.: AGU, 1985. P.185-194.
- 36 Великович А.Л., Либсман М.А. Физика ударных волн в газах и плазме. - М: *Наука*, 1987. 295 с.
- 37 Kan J.R., Mandt M.E., Lyu L.H. Quasi-parallel collisionless shocks. //Space Sci. Rev. 1991. Vol.57, N3-4. P.201-236.
- 38 Sagdeev R.Z., Kennel C.F. Collisionless shock waves. //Scientific American 1991. Vol.264, N4. P. 106-113.
- 39 Winske D., Leroy M.M. Hybrid simulation techniques applied to the Earth's bow shock. //Computer Simulation of Space Plasmas. - Selected Lectures from the *Fifth ISSS./Edited by H.Matsumoto, T.Sato.* -Hingham, Mass.: *Kluvier Academic*, 1984. P. 255-278.
40. Brecht S.H., Thomas V.A. Multidimensional simulations using hybrid particle codes. //Comput.Phys.Commun.1988. Vol.48, N1. P.135-143.
- 41 Winske D., Omidi N. Hybrid codes: Methods and applications //Computer Space Plasma Physics Simulation techniques and software./*Edited by H.Matsumoto, Y.Omura.* -Tokyo: *Terra Scientific*, 1993. 103-.
- Winske D., Omidi N. Hybrid codes: Methods and applications. //Tech.Rep. LA-UR 91-911, *Los Alamos National Laboratory*, 1991.
- 42 Winske D., Omidi N. A nonspecialist's guide to kinetic simulations of space plasmas. //J.Geophys.Res.A.1996. Vol.101, NA8. P.17287-172303.
- 43 Swift D.W. Use of a hybrid code to model the Earth's magnetosphere. //Geophys.Res.Lett.1995.Vol.22, N3. P.311-314.
- 44 Swift D.W. Use of a hybrid code for global-scale plasma simulation. //J.Comput.Phys.1996. Vol.126, N1. P.109-121.
45. Quest K.B. Simulations of high-Mach-number collisionless perpendicular shocks in astrophysical plasma. //Phys.Rev.Lett.1985. Vol.54, N16. P.1872-1874.
46. Quest K.B. Simulations of high Mach number perpendicular shocks with resistive electrons //J.Geophys.Res.A.1986. Vol.91, NA8. P.8805-8815.
47. Cargill P.J., Goodrich C.C., Vlahos L. Collisionless shock formation and the prompt acceleration of solar flare ions. //Astron. and Astrophys.1988.Vol.189, N1-2. P.254-262.
48. Burgess D., Schwartz S.J. Colliding plasma structures: Current sheet and perpendicular shock. //J.Geophys.Res.A.1988.Vol.93, NA10. P.11327-11340.
49. Burgess D., Wilkinson W.P., Schwartz S.J. Ion distributions and thermalization at perpendicular and quasiperpendicular supercritical collisionless shocks. //J.Geophys.Res.A.1989.Vol.94, NA7. P.8783-8792.
50. Thomas V.A. Dimensionality effects in hybrid simulations of high Mach number collisionless perpendicular shocks. //J.Geophys.Res.A.1989. Vol.94, N A9. P.12009-12014.
51. Motschmann U., Sauer K., Roatsch Th., McKenzie J.F. Subcritical multiple-ion shocks. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, NA8. P.13841-13848.
- 52 Mandt M.E., Lee L.C. Generation of PC 1 waves by the ion temperature anisotropy associated with fast shocks caused by sudden impulses. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, NA10. P.17897-17901.
- 53 Goodrich C.C. Numerical simulations of quasi-perpendicular collisionless shocks. //Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research./*Geophys.Monogr.Ser.Vol.35/Edited by B.T.Tsurutani, R.G.Stone.* -Washington,D.C.: AGU, 1985. P.153-158.
- 54 Scudder J.D., Mangeney A., Lacombe C., Harvey C.C., Aggson T.L., Anderson R.R., Gosling J.T., Paschmann G., Russell C.T. The resolved layer of a collisionless, high β , supercritical, quasi-perpendicular shock wave. 1. Rankin-Hugoniot geometry, current and stationarity. //J.Geophys.Res.A.1986.Vol.91, NA10. P.11019-11052.
- 55 Cargill P.J., Goodrich C.C., Papadopoulos K. Interaction of two collisionless shocks. //Phys.Rev.Lett.1986.Vol.56, N18. P.1988-1991.
- 56 Lee L.C., Mandt M.E., Wu C.S. Increase of ion kinetic temperature across a collisionless shock. 2. A numerical study. //J.Geophys.Res.A.1987. Vol.92, NA12. P.13438-13446.

- 57 Cargill P.J., Goodrich C.C. The interaction of quasiperpendicular shock waves in a collisionless plasma. //Phys.Fluids.1987.Vol.30, N8. P.2504-2517.
- 58 Gosling J.T., Winske D., Thomsen M.F. Noncoplanar magnetic fields at collisionless shocks: A test of a new approach. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, NA4. P.2735-2740.
- 59 Lee L.C., Price C.P., Wu C.S., Mandt M.E. A study of mirror waves generated downstream of a quasi-perpendicular shock. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, NA1. P.247-250.
- 60 Krauss-Varban D., Burgess D., Wu C.S. Electron acceleration at nearly perpendicular collisionless shocks. 1. One-dimensional simulations with electrons scale fluctuations. //J.Geophys.Res.A.1989. Vol.94, NA11. P.15089-15098.
- 61 Krauss-Varban D., Burgess D. Electron acceleration at nearly perpendicular collisionless shocks. 2. Reflection at curved shocks. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, NA1. P.143-154.
- 62 Krauss-Varban D. Electron acceleration at nearly perpendicular collisionless shocks. 3. Downstream distributions. //J.Geophys.Res.A.1994. Vol.99, NA2. P.2537-2551.
- 63 Cargill P.J. The merging of quasiperpendicular collisionless shocks. //Phys.Fluids.B.1990.Vol.B2, N10. P.2294-2299.
- 64 Thomas V.A., Winske D., Thomsen M.F., Onsager T.G. Hybrid simulation of the formation of a hot flow anomaly. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, N A7. P.11625-11632.
- 65 Wilkinson W.P. Ion kinetic processes and thermalization at quasiperpendicular low Mach number shocks. //J.Geophys.Res.A.1991. Vol.96, NA10. P.17675-17688.
- 66 Jokipii J.R., Kota J., Giacalone J. Perpendicular transport in 1- and 2-dimensional shock simulations //Geophys.Res.Lett.1993. Vol.20, N17. P.1759-1761.
- 67 Liewer P.C., Goldstein B.E., Omid N. Hybrid simulations of the effects of interstellar pick-up ions on the solar wind terminator shock. //J.Geophys.Res.A.1993. Vol.98, N A9. P.15211-15220.
- 68 Omid N., O'Farrell A., Krauss-Varban D. Sources of magnetosheath waves and turbulences. //Adv. Space Res. 1994. Vol.14, N7. P.45-54.
- 69 Giacalone J., Jokipii J.R., Kota J. Ion injection and acceleration at quasi-perpendicular shocks. //J.Geophys.Res.A.1994. Vol.99, NA10. P.19351-19358.
- 70 Wilkinson W.P. Upstream parameters dependence of anisotropies in the ion distributions downstream of quasi-perpendicular shocks. //Adv. Space Res. 1995. Vol.15, N 8/9. P.313-317.
- 71 McKean M.E., Omid N., Krauss-Varban D., Karimabadi H. Wave and particle evolution downstream of quasi-perpendicular shocks. //Adv. Space Res. 1995. Vol.15, N8/9. P.319-322.
- 72 McKean M.E., Omid N., Krauss-Varban D. Wave and ion evolution downstream of quasi-perpendicular shocks. //J.Geophys.Res.A.1995. Vol.100, NA3. P.3427-3437.
- 73 Omid N., Johnson M., Krauss-Varban D., Karimabadi H. Two-dimensional structure of slow shocks //Geophys.Res.Lett.1995. Vol.22, N3. P.299-302.
- 74 McKean M.E., Omid N., Krauss-Varban D. Magnetosheath dynamics downstream of low Mach number shocks. //J.Geophys.Res.A.1996. Vol.101, NA9. P.20013-20022.
- 75 Lin Y., Lee L.C., Yan M. Generation of dynamic pressure pulses downstream of the bow shock by variations in the interplanetary magnetic field orientation. //J.Geophys.Res.A.1996. Vol.101, NA1. P.479-493.
- 76 Hellinger P., Mangeney A., Matthews A. Whistler waves in 3D hybrid simulations of quasiperpendicular shocks.//Geophys.Res.Lett.1996. Vol.23, N 6. P.621-624.
- 77 Gary S.P., McKean M.E., Winske D. Proton temperature anisotropy in the magnetosheath: Hybrid simulations. //Geophys.Res.Lett.1996. Vol.23, N 21. P.2887-2890.
- 78 Balikhin M.A., Wilkinson W.P. Ion heating within ramp quasi-perpendicular subcritical collisionless shocks. //Geophys.Res.Lett.1996. Vol.23, N 10. P.1063-1066.
- 79 Terasava T. Nonlinear dynamics of Alfvén waves: Interactions between ions and shock upstream waves. //Comput.Phys.Commun.1988. Vol.49, N 1. P.193-200.
- 80 McKean M.E., Winske D., Gary S.P. Mirror and ion cyclotron anisotropy instabilities in the magnetosheath. //J.Geophys.Res.A.1992. Vol.97, NA12. P.19421-19432.
- 81 Gary S.P., Anderson B.J., Denton R.E., Fuselier S.A., McKean M.E., Winske D. Ion anisotropies in the magnetosheath. //Geophys.Res.Lett.1993. Vol.20, N 17. P.1767-1770.
- 82 Gary S.P., Fuselier S.A., Anderson B.J. Ion anisotropy instabilities in the magnetosheath. //J.Geophys.Res.A.1993. Vol.98, N A2. P.1481-1488.

- 83 Gary S.P., McKean M.E., Winske D. Ion cyclotron anisotropy instabilities in the magnetosheath: Theory and simulations. //J.Geophys.Res.1993.Vol.98, NA3. P.3963-3971.
- 84 Gary S.P., Winske D. Simulations of ion cyclotron anisotropy instabilities in the terrestrial magnetosheath. //J.Geophys.Res.1993.Vol.98, NA6. P.9171-9179.
- 85 Denton R.E., Hudson M.R., Fuselier S.A., Anderson B.J. Electromagnetic ion cyclotron waves in the magnetosheath plasma depletion layer. //J.Geophys.Res.A.1993.Vol.98, NA8. P.13477-13490.
- 86 Gary S.P., McKean M.E., Winske D., Anderson B.J., Denton R.E., Fuselier S.A. The proton cyclotron instabilities and anisotropy/ β inverse correlation. //J.Geophys.Res.A.1994.Vol.99, NA4. P.5903-5914.
- 87 Gary S.P., Moldwin M.B., Thomsen M.F., Winske D., McComas D.J. Hot proton anisotropies and cool proton temperatures in the outer magnetosphere. //J.Geophys.Res.A.1994.Vol.99, NA12. P.23603-23615.
- 88 McKean M.E., Winske D., Gary S.P. Two-dimensional simulations of ion anisotropy instability in the magnetosheath. //J.Geophys.Res.A.1994. Vol.99, NA6. P.11141-11153.
- 89 Gary S.P., Lin Y., Winske D. Electromagnetic proton cyclotron instability heating of cool magnetospheric helium ions. //Annales Geophysicae.1996.Vol.14, N1. P.1-10.
- 90 Gary S.P., Vazquez V.M., Winske D. Electromagnetic proton cyclotron instability: proton velocity distributions. //J.Geophys.Res.A.1996.Vol.101, NA6. P.13327-13333.
- 91 Gary S.P., Winske D. Field/field spatial correlation function: electromagnetic proton cyclotron instability. //J.Geophys.Res.A.1996.Vol.101, NA2. P.2661-2668.
- 92 Price C.P., Swift D.W., Lee L.C. Numerical simulation of nonoscillatory mirror waves at the Earth's magnetosheath. //J.Geophys.Res.A.1986. Vol.91, NA1. P.101-112.
- 93 McKean M.E., Winske D., Gary S.P. Kinetic properties of mirror waves in magnetosheath plasmas. //Geophys.Res.Lett.1992. Vol.19, N13. P.1331-1334.
- 94 McKean M.E., Gary S.P., Winske D. Kinetic physics of the mirror instability. //J.Geophys.Res.A.1993. Vol.98, NA12. P.21313-21321.
- 95 Machida S., Goertz C.K., Hada H. The electromagnetic ion cyclotron instability in the Io torus. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, NA7. P.7545-7550.
- 96 Schopke N., Paschmann G., Brinca A.L., Carlson C.W., Luhr H. Ion thermalization in quasi-perpendicular shocks involving reflected ions. //J.Geophys.Res.A.1990. Vol.95, NA5.P.6337-6352.
- 97 Ambrosiano J., Brecht S.H., A simulation study of the Alfvén ion-cyclotron instability in high-beta plasmas. //Phys.Fluids.1987.Vol.30, N1. P.108-114.
- 98 Kan J.R., Swift D.W. Structure of the quasi-parallel bow shock: Results of numerical simulations //J.Geophys.Res.A.1983. Vol.88, NA9. P.6919-6925.
- 99 Quest K.B. Theory and simulation of collisionless parallel shocks. //J.Geophys.Res.A.1988. Vol.93, NA9. P.9649-9680.
- 100 Omid N., Quest K.B., Winske D. Low Mach number parallel and quasi-parallel shocks //J.Geophys.Res.A.1990. Vol.95, NA12. P.20717-20730.
- 101 Cargill P.J. Collisions between quasi-parallel shocks. //Adv. Space Res.1991.Vol.11, N9. P.241-244.
- 102 Giacalone J., Burgess D., Schwartz S.J., Ellison D.C. Hybrid simulations of protons strongly accelerated by a parallel collisionless shock. //Geophys.Res.Lett.1992. Vol.19, N5. P.433-436.
- 103 Giacalone J., Burgess D., Schwartz S.J., Ellison D.C. Ion injection and acceleration at parallel shock: Comparison of self-consistent plasma simulations with existing theories. //Astrophys.J.1993. Vol.402, N2, Pt.1. P.550-559.
- 104 Ellison D.C., Giacalone J., Burgess D., Schwartz S.J. Simulations of particle acceleration in parallel shocks: Direct comparison between Monte Carlo and one-dimensional hybrid codes. //J.Geophys.Res.1993. Vol.98, NA12. P.21085-21093.
- 105 Bennett L., Ellison D.C. Investigation of intrinsic variability in one-dimensional parallel shocks using steady state hybrid simulation. //J.Geophys.Res.A.1995. Vol.100, NA3. P.3439-3448.
- 106 Mandt M.E., Kan J.R. Effects of electron pressure in quasi-parallel collisionless shocks. //J.Geophys.Res.A.1985. Vol.90, NA1. P.115-121.

- 107 Mandt M.E., Kan J.R. Comparison of magnetic field structures in quasi-parallel interplanetary shocks: Observations versus simulation. // *J.Geophys.Res.A*.1986. Vol.91, NA8. P.8981-8995.
- 108 Thomas V.A., Brecht S.H. Angular dependence of high Mach number plasma interactions. // *J.Geophys.Res.A*.1987. Vol.92, N A4. P.3175-3186.
- 109 Mandt M.E., Kan J.R. Ion equation of state in quasi-parallel shocks: A simulation result. // *Geophys.Res.Lett*.1988. Vol.15, N10. P.1157-1160.
- 110 Burgess D. Cyclic behavior at quasi-parallel collisionless shocks. // *Geophys.Res.Lett*.1989.Vol.16, N5. P.345-348.
- 111 Kan J.R., Lyu L.H. Ion heating in quasi-parallel collisionless shocks. // *Physics of Space Plasmas. SPI Conf.Proc. Reprint Ser.* Vol.10. - Cambridge, Mass.: Scientific Publishers, 1990. P.291.
- 112 Scholer M., Terasawa T. Ion reflection and dissipation of quasi-parallel collisionless shocks // *Geophys.Res.Lett*.1990. Vol.17, N2. P.119-122.
- 113 Lyu L.H., Kan J.R. Ion leakage, ion reflection, ion heating and shock front reformation in a simulated supercritical quasi-parallel collisionless shock. // *Geophys.Res.Lett*.1990. Vol.17, N 8. P.1041-1044.
- 114 Thomas V.A., Winske D. Two-dimensional hybrid simulation of a curved bow shocks. // *Geophys.Res.Lett*.1990. Vol.17, N 9. P.1247-1250.
- 115 Onsager T.G., Thomsen M.F., Winske D. Hot flow anomaly formation by magnetic deflection. // *Geophys.Res.Lett*.1990. Vol.17, N10. P.1621-1624.
- 116 Scholer M. Diffuse ions at a quasi-parallel collisionless shock: Simulations. // *Geophys.Res.Lett*.1990. Vol.17, N11. P.1821-1824.
- 117 Mandt M.E., Kan J.R. Dispersive and viscous scale lengths in the two-stage ion heating of quasi-parallel collisionless shocks. // *J.Geophys.Res.A*.1990. Vol.95, NA5. P.6353-6362.
- 118 Thomas V.A., Winske D., Omid N. Re-forming supercritical quasi-parallel shocks.1. One- and two-dimensional simulations. // *J.Geophys.Res.A*.1990. Vol.95, NA11. P.18809-18819.
- 119 Winske D., Omid N., Quest K.B., Thomas V.A. Re-forming supercritical quasi-parallel shocks.2. Mechanism for waves generation and front re-formation. // *J.Geophys.Res.A*.1990. Vol.95, NA11. P.18821-18832.
- 120 Cargill P.J. The formation of discontinuities as a result of shock collisions. // *J.Geophys.Res.A*.1990.Vol.95, NA12. P.20731-20741.
- 121 Cargill P.J. The formation of quasi-parallel shocks. // *Adv. Space Res*.1991.Vol.11, N9. P.209-218.
- 122 Trattner K.J., Scholer M. Diffuse alpha particles upstream of simulated quasi-parallel supercritical collisionless shocks. // *Geophys.Res.Lett*.1991.Vol.18, N10. P.1817-1820.
- 123 Greenstadt E.W., Coroniti H.N., Moses S.L., Tsurutani B.T., Omid N., Quest K.B., Krauss-Varban D. Weak, quasi-parallel profile of Earth's bow shocks: A comparison between numerical simulations and ISEE-3 observations on the far flank. // *Geophys.Res.Lett*.1991. Vol.18, N12. P.2301-2304.
- 124 Onsager T.G., Winske D., Thomsen M.F. Interaction of a finite-length ion beam with a background plasma: Reflected ions at the quasi-parallel bow shock. // *J.Geophys.Res.A*.1991. Vol.96, NA2. P.1775-1788.
- 125 Akimoto K., Winske D., Onsager T.G., Thomsen M.F., Gary S.P. Steepening of parallel propagating magnetic waves into magnetic pulsations: A simulation study. // *J.Geophys.Res.A*. 1991. Vol.96, N A10. P.17599-17607.
- 126 Krauss-Varban D., Omid N. Structure of medium Mach number quasi-parallel shocks: Upstream and downstream waves. // *J.Geophys.Res.A*.1991. Vol.96, NA10. P.17715-17731.
- 127 Onsager T.G., Winske D., Thomsen M.F. Ion injection simulations of quasi-parallel shock re-formation // *J.Geophys.Res.A*.1991. Vol.96, NA12. P.21183-21194.
- 128 Kucharek H., Scholer M. Origin of diffuse superthermal ions at quasi-parallel supercritical collisionless shocks. // *J.Geophys.Res.A*.1991. Vol.96, N A12. P.21195-21205.
- 129 Mandt M.E., Kan J.R. Electrostatic potential jump across fast mode collisionless shocks. // *J.Geophys.Res.A*.1991. Vol.96, NA12. P.21391-21395.
- 130 Scholer M., Burgess D. The role of upstream waves in supercritical quasi-parallel shocks: A patchwork of three-dimensional structures. // *J.Geophys.Res.A*.1992. Vol.97, NA6. P.8319-8326.

- 131 Kucharek H., Fujimoto M., Scholer M. Diffuse upstream ions: A comparison between one- and two-dimensional hybrid simulations. // *Geophys. Res. Lett.* 1993. Vol. 20, N 2. P. 173-176.
- 132 Dubouloz N., Scholer M. On the origin of short large-amplitude magnetic structures upstream of quasi-parallel collisionless shocks. // *Geophys. Res. Lett.* 1993. Vol. 20, N 7. P. 547-550.
- 133 Krauss-Varban D., Omidji N. Two-dimensional simulations of quasi-parallel shocks. // *Geophys. Res. Lett.* 1993. Vol. 20, N 11. P. 1007-1010.
- 134 Scholer M. Upstream waves, shocklets, short large-amplitude magnetic structures, and the cyclic behavior of oblique quasi-parallel collisionless shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1993. Vol. 98, NA1. P. 47-57.
- 135 McKean M.E., Winske D., Thomsen M.F., Onsager T.G. Near-specular reflection of ions at quasi-parallel shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1993. Vol. 98, NA3. P. 3859-3873.
- 136 Scholer M., Fujimoto M. Low-Mach number quasi-parallel shocks: Upstream waves. // *J. Geophys. Res. A.* 1993. Vol. 98, NA9. P. 15275-15283.
- 137 Scholer M., Fujimoto M., Kucharek H. Two-dimensional simulations of supercritical quasi-parallel shocks: Upstream waves, downstream waves, and shock re-formation. // *J. Geophys. Res. A.* 1993. Vol. 98, NA11. P. 18971-18984.
- 138 Lyu L.H., Kan J.R. Ion dynamics in high-Mach-number quasi-parallel shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1993. Vol. 98, N A11. P. 18985-18997.
- 139 Trattner K.J., Scholer M. Diffuse minor ions upstream of simulated quasi-parallel shocks. // *J. Geophys. Res. A.* 1994. Vol. 99, NA4. P. 6637-6650.
- 140 Burgess D. Foreshock-shock interaction at collisionless quasi-parallel shocks. // *Adv. Space Res.* 1995. Vol. 15, N 8/9. P. 159-169.
- 141 Kucharek H., Scholer M. Quasi-perpendicular to quasi-parallel shock transitions. // *Adv. Space Res.* 1995. Vol. 15, N 8/9. P. 171-174.
- 142 Dubouloz N., Scholer M. 2-D hybrid simulations of short large-amplitude magnetic structures (SLAMS) upstream of quasi-parallel collisionless shocks. // *Adv. Space Res.* 1995. Vol. 15, N 8/9. P. 175-178.
- 143 Krauss-Varban D. Waves association with quasi-parallel shocks: Generation, mode conversion and implications. // *Adv. Space Res.* 1995. Vol. 15, N 8/9. P. 271-284.
- 144 Kang H., Jones T.W. Diffuse shock: acceleration simulations: Comparison with particle methods and bow shock measurements. // *Astrophys. J.* 1995. Vol. 447, N 2, Pt. 1. P. 944-961.
- 145 Thomas V.A., Winske D., Thomsen M.F. Simulation of upstream pressure pulse propagation through the bow shock. // *J. Geophys. Res. A.* 1995. Vol. 100, N A12. P. 23481-23488.
- 146 Thomas V.A., Brecht S.H. Two-dimensional simulation of high Mach number interactions. // *Phys. Fluids.* 1986. Vol. 29, N 8. P. 2444-2454.
- 147 Killen K., Omidji N., Krauss-Varban D., Karimabadi H. Linear and nonlinear properties of ULF waves driven by beam-ring distribution functions. // *J. Geophys. Res. A.* 1995. Vol. 100, NA4. P. 5835-5852.
- 148 Lin Y., Swift D.W., Lee L.C. Simulation of pressure pulses in the bow shock and magnetosheath driven by variations in interplanetary magnetic field direction. // *J. Geophys. Res. A.* 1996. Vol. 101, NA12. P. 27251-27269.
- 149 Brecht S.H. Magnetic asymmetries of unmagnetized planets. // *Geophys. Res. Lett.* 1990. Vol. 17, N 9. P. 1243-1246.
- 150 Moore K.R., Thomas V.A., McComas D.J. A global hybrid simulation of the solar wind interaction with the dayside of Venus. // *J. Geophys. Res. A.* 1991. Vol. 96, N A5. P. 7779-7791.
- 151 Brecht S.H., Ferrante J.R. Global hybrid simulation of unmagnetized planets: Comparison of Venus and Mars. // *J. Geophys. Res. A.* 1991. Vol. 96, N A7. P. 11209-11220.
- 152 Brecht S.H., Ferrante J.R., Luhmann J.G. Three-dimensional simulations of the solar wind interaction with Mars. // *J. Geophys. Res. A.* 1993. Vol. 98, N A2. P. 1345-1357.
- 153 Brecht S.H., Thomas V.A. Three-dimensional simulation of an active magnetosonic release. // *J. Geophys. Res. A.* 1987. Vol. 92, N A3. P. 2289-2304.
- 154 Cargill P.J., Eastman T.E. The structure of tangential discontinuities. 1. Results of hybrid simulations. // *J. Geophys. Res. A.* 1991. Vol. 96, NA8. P. 13763-13780.
- 155 Lee L.C., Kan J.R. A unified model of tangential magnetopause structure. // *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84, N 11. P. 6417-6426.

- 156 Thomas V.A., Winske D. Kinetic simulations of the Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause. // *J. Geophys. Res. A*. 1993. Vol. 98, N A7. P. 11425-11438.
- 157 Omid N., Winske D. Structure of the magnetopause inferred from one-dimensional hybrid simulations. // *J. Geophys. Res. A*. 1995. Vol. 100, NA7. P. 11935-11955.
- 158 Burgess D. Numerical simulation collisionless shocks. // *Proc. Intern. Symposium of Collisionless Shocks / Edited by K. Szergo - Budapest, CRIP, 1987. P. 89-111.*
- 159 Hau L.-N., Sonnerup B.U.O. On the structure of resistive MHD intermediate shocks. // *J. Geophys. Res. A*. 1989. Vol. 94, N A6. P. 6539-6551.
- 160 Karimabadi H., Krauss-Varban D., Omid N. Kinetic structure of intermediate shocks: Implications for the magnetopause. // *J. Geophys. Res. A*. 1995. Vol. 100, NA7. P. 11957-11979.
- 161 Quest K.B. Particle injection and cosmic acceleration at collisionless parallel shocks. // *Proc 6th international Solar Wind Conference / Edited by V. Pizzo, T.E. Holder, D.G. Sime. - Boulder, Colo., USA: Natl. Centre for Atmos. Res. (NCAR/TN-306), 1988. P. 503-520.*
- 162 Whang Y.C., Burlaga L.F. Coalescence of two pressure waves associated with stream interactions. // *J. Geophys. Res. A*. 1985. Vol. 90, N A1. P. 221-232.
- 163 Vlahos L. Particle acceleration in solar flares. // *Sol. Phys.* 1989. Vol. 121, N 1/2. P. 431-447.
- 164 Anastasiadis A., Vlahos L. Particle acceleration by multiple shocks at the spots of extragalactic radio sources. // *Astron. & Astrophys.* 1993. Vol. 275, N2. P. 427-432.
- 165 Omid N., Winske D. Subcritical dispersive shock waves upstream of planetary bow shocks at comet Giacobini-Zinner. // *Geophys. Res. Lett.* 1988. Vol. 15, N11. P. 1303-1306.
- 166 Omid N., Winske D. Steepening of kinetic magnetosonic waves into shocklets: Simulations and consequences for planetary shocks and comets. // *J. Geophys. Res. A*. 1990. Vol. 95, NA3. P. 2281-2300.
- 167 Cargill P.J. The interaction of collisionless shocks in astrophysical plasmas. // *Astrophys. J.* 1991. Vol. 376, N2, Pt. 1. P. 771-781.