

СТРУКТУРА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ МЕЖДУ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМОЙ И МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ¹

Ю. С. Сигов

(Москва)

Решается стационарная задача о структуре плоского пограничного слоя между магнитным полем и плазмой при отсутствии столкновений.

Предложен метод численного решения системы нелинейных уравнений для самосогласованного электромагнитного поля, позволяющий для широкого класса функций распределения частиц в плазме получать полную пространственную картину пограничного слоя, не предполагая внутри него электрической нейтральности. Обсуждаются результаты конкретных расчетов при нормальном и наклонном падении плазмы на «магнитную стенку».

Все рассмотрение проводится в релятивистски-инвариантной форме.

Первое теоретическое рассмотрение равновесного переходного слоя, возникающего при отражении плазменного потока от «магнитной стенки», принадлежит Чепмену и Ферраро [1]. В последние годы работы в этом направлении, связанные с различными задачами астрофизики и физики плазмы, в которых плазма конечное время экранируется от внешнего магнитного поля, проводились рядом авторов [2-7]. В большинстве названных работ содержится предположение о строгой нейтральности плазмы во всем пограничном слое, что позволяет ограничиться исследованием только самосогласованного магнитного поля H . При этом, в силу нелинейности исходных уравнений, наиболее продвинутые результаты получаются для δ -видных функций распределения частиц в плазме (моноэнергетические потоки). Для нерелятивистских энергий «нейтральная» теория дает порядок величины характерных размеров пограничного слоя и для некоторых частных задач — вид пространственной зависимости H .

С точки зрения общей теории, представляет большой интерес получить полную пространственную картину самосогласованного электромагнитного поля во всем пограничном слое для протяженных функций распределения, не ограничиваясь при этом энергиями частиц. Естественно, что ввиду исключительных математических трудностей прогресс в этом направлении может быть связан только с применением современной вычислительной техники.

Детальная математическая постановка такой задачи в плоской геометрии для нерелятивистской разреженной плазмы дана в [8]. В настоящей работе задача о стационарном пограничном слое решается в релятивистски-инвариантной форме. Целесообразность такого строгого подхода к проблеме определяется следующими соображениями.

1. При отражении падающего на «магнитную стенку» плазменного потока в точке поворота большая часть кинетической энергии передается легкой компоненте. При этом возможна релятивизация электронов [9, 10, 2].

2. Рассмотрение релятивистских энергий частиц в плазме представляет самостоятельный интерес для некоторых задач о взаимодействии плазмы с неоднородным магнитным полем в космических условиях.

3. В области больших энергий частиц плазмы сближаются основные пространственные масштабы задачи: «магнитный» — характерная толщина слоя

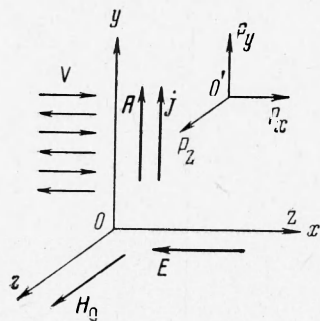
$$L = \frac{1}{\omega} \sqrt{Rr}$$

и «электростатический» — дебаевский радиус D (R, r — ларморовские радиусы положительно и отрицательно заряженных частиц соответственно). Это обстоятельство позволяет эффективно использовать численные методы нахождения полной пространственной картины пограничного слоя. Заметим также, что именно при больших энергиях частиц наиболее отчетливо выступают эффекты, связанные с поляризацией плазмы, и нарушаются классические представления о перераспределении энергии между компонентами, связанные с «нейтральной» теорией пограничного слоя.

¹ Работа, доложена на IV Рижском совещании по магнитной гидродинамике 22—27 июня 1964 г.

§ 1. Напомним формулировку стационарной задачи о плоском пограничном слое (см. [3,8]).

Невозмущенная при $x \rightarrow -\infty$ плазма находится в динамическом равновесии с однородным при $x \rightarrow \infty$ магнитным полем H_0 (фиг. 1). Плазма предполагается достаточно разреженной, т. е. пробеги частиц $l_+ \gg R$ и столкновения не учитываются. Будем считать, что реализуется стационарный режим, причем все физические величины зависят только от одной пространственной координаты x . Плазма нейтральна в целом и при $x \rightarrow -\infty$:



Фиг. 1. Направление основных векторных величин в плоском пограничном слое

и пересекают плоскость $x = C$, $C \rightarrow -\infty$, т. е. рассматриваемая система не содержит частиц с финитными траекториями. Пусть, далее, $H_0 \parallel Oz$. Тем самым в рамках одномерной геометрии определено направление всех векторных величин, а именно (фиг. 1): векторный потенциал $A(x)$ и электрический ток $j(x)$, обеспечивающий экранировку плазмы от магнитного поля, параллельны оси y ; вектор $H(x) = \nabla \times A(x)$ параллелен Oz ; вдоль оси x направлен вектор напряженности электростатического поля $E(x) = -\nabla \Phi(x)$, возникающего при разделении зарядов вследствие неравенства импульсов положительных и отрицательных частиц, в результате чего $R \neq r$.

Задача состоит в отыскании для описанной равновесной плазменной конфигурации устанавливающегося самосогласованного электромагнитного поля, конкретный вид которого, очевидно, будет определяться распределением частиц в однородной плазме при $x \rightarrow -\infty$.

§ 2. Будем описывать систему несталкивающихся заряженных частиц в самосогласованном электромагнитном поле релятивистским кинетическим уравнением в форме, предложенной в работе [11]

$$[GF] \equiv u_k \frac{\partial F}{\partial x_k} - \frac{\partial G}{\partial x_k} \frac{\partial F}{\partial p_k} = 0 \quad \left(p_k = m c u_k + \frac{\varepsilon A_k}{c} \right) \quad (2.1)$$

Здесь x_k , u_k и p_k — соответственно 4-мерный радиус-вектор, 4-мерная скорость и обобщенный 4-мерный импульс частицы, m — масса частицы, c — скорость света и

$$G(x, p) = -V \sqrt{[p_k - (\varepsilon/c) A_k]^2} \quad (2.2)$$

где $A_k = \{A_x, A_y, A_z, i\Phi\}$ — 4-мерный потенциал поля. Остановимся подробнее на физическом смысле функции $F(x, p)$.

В цитируемой работе [11] релятивистски-инвариантная запись распределения частиц в пространстве координат и импульсов производится при помощи вектора $F_k(x, p)$ (четырёхмерного) такого, что

$$\varepsilon \int F_k u^k p = \langle j_k \rangle \quad (k = 1, 2, 3, 4) \quad (2.3)$$

где $j_k = \{j_x, j_y, j_z, ic\rho\}$ — обычный 4-мерный вектор плотности тока и зарядов частиц. Поскольку каждая частица дает вклад в ток по направлению своей скорости, имеет место равенство $F_k = Fu_k$. Скаляр $F(x, p)$ будем, следуя терминологии [11], называть скалярной функцией распределения. Введенные функции релятивистски-инвариантного вида позволяют описывать систему частиц с различными массами покоя. Если последние одинаковы для всех частиц, то F содержит δ -функцию

$$F(x, p) = icf(x, p) \delta(\sqrt{[p_k - (\varepsilon/c) A_k]^2 - mc^2}) \quad (2.4)$$

Скаляр $f(x, p)$, который из-за наличия δ -функции можно рассматривать уже как функцию только трех импульсов, совпадает с обычной функцией распределения, что нетрудно показать из определения F . Таким образом, связь между $F(x, p)$ в уравнении (2.1) и функцией распределения $f(x, v)$, используемой в [8], устанавливается соотношением (2.4).

При помощи (2.3) можно записать в релятивистски-инвариантной форме уравнения самосогласованного электромагнитного поля

$$\frac{\partial W_{kl}}{\partial x_l} = \frac{4\pi}{c} \sum \langle j_k \rangle_{\pm} = 4\pi i \sum \int u_k \delta \left[\left(- \left(p_k - \frac{\varepsilon_{\pm}}{c} A_k \right)^2 - m_{\pm}^2 c^2 \right)^{1/2} \right] f_{\pm}(x, p) d^4 p \quad (2.5)$$

где $W_{kl} = \partial A_l / \partial x_k - \partial A_k / \partial x_l$ — тензор электромагнитного поля.

Остается применить систему (2.1), (2.5) к задаче, поставленной в § 1. В предположениях § 1 решение системы уравнений характеристик (2.1) дает для каждой из компонент плазмы полный набор первых интегралов

$$p_2 = p_y = m c u_y + \frac{\varepsilon}{c} A = p_{y0}, \quad p_3 = p_z = m c u_z \equiv p_{z0} \quad (2.6)$$

$$p_4 = \frac{i}{c} (E^0 + \varepsilon \Phi) = \frac{i}{c} (c \sqrt{m^2 c^2 + p_x^2 + [p_y - (\varepsilon/c) A]^2 + p_z^2 + \varepsilon \Phi}) = p_{40}$$

Поскольку $u_z \equiv p_{z0}/mc$, без ограничения общности можно рассматривать все движение частиц в плоскости (xy) , положив $p_{z0} = 0$. Функция $F(x, p)$ определяется заданием при $x \rightarrow -\infty$ ($A \rightarrow 0, \Phi \rightarrow 0$) функций распределения $f_{\pm}(p_{y0}, p_{40})$ и соотношениями (2.4), (2.6).

Придадим теперь конкретный вид уравнениям (2.5), принимая во внимание, что $A_1 = A_3 = 0, A_2 = A, A_4 = i\Phi$,

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi}{dx^2} = & - \frac{4\pi i e}{c^2} \left\{ \frac{1}{m_+} \int E_+^0 f_+(x, p) \delta(\sqrt{[p_k - (e/c) A_k]^2 - m_+^2 c^2}) d^4 p - \right. \\ & \left. - \frac{1}{m_-} \int E_-^0 f_-(x, p) \delta(\sqrt{[p_k + (e/c) A_k]^2 - m_-^2 c^2}) d^4 p \right\} \quad (2.7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dx^2} = & - \frac{4\pi i e}{c} \left\{ \int \frac{p_y - (e/c) A}{m_+} f_+(x, p) \delta(\sqrt{[p_k - (e/c) A_k]^2 - m_+^2 c^2}) d^4 p - \right. \\ & \left. - \int \frac{p_y + (e/c) A}{m_-} f_-(x, p) \delta(\sqrt{[p_k + (e/c) A_k]^2 - m_-^2 c^2}) d^4 p \right\} \quad (2.8) \end{aligned}$$

При наличии δ -функции от 4-мерного интегрирования можно перейти к интегрированию по элементу $dp_1 dp_2 dp_3 / E^0$ [12]. Преобразуя (2.7), (2.8), получаем

$$\frac{d^2 \Phi}{dx^2} = -4\pi \langle \rho \rangle = 4\pi e \left\{ \int f_-(x, p) dp_x dp_y - \int f_+(x, p) dp_x dp_y \right\} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dx^2} = & - \frac{4\pi}{c} \langle j \rangle = 4\pi c e \left\{ \int \frac{p_y + (e/c) A}{E_-^0} f_-(x, p) dp_x dp_y - \right. \\ & \left. - \int \frac{p_y - (e/c) A}{E_+^0} f_+(x, p) dp_x dp_y \right\} \quad (2.10) \end{aligned}$$

Система (2.9), (2.10) имеет один первый интеграл, выражающий непрерывность T_{xx} -компоненты тензора энергии-импульса T_{ik} системы «частицы — поле»

$$\frac{E^2 - H^2}{8\pi} + \langle p_{xx} \rangle = \text{const} \quad (2.11)$$

где

$$\langle p_{xx} \rangle = c^2 \int \frac{p_x^2}{E_-^0} f_-(x, p) dp_x dp_y + c^2 \int \frac{p_x^2}{E_+^0} f_+(x, p) dp_x dp_y \quad (2.12)$$

Пределы интегрирования в (2.9) — (2.12) определяются условиями

$$p_x^2 \geq 0, \quad p_{x0}^2 \geq 0 \quad (2.13)$$

и интегралами движения (2.6). Неравенства (2.13) выделяют в импульсном пространстве класс инфинитных траекторий, проходящих через фиксированную точку x , в которой вычисляются средние величины $\langle \rho \rangle$, $\langle j \rangle$, $\langle p_{xx} \rangle$.

Система уравнений (2.9), (2.10) для самосогласованного электромагнитного поля дополняется необходимыми четырьмя граничными условиями

$$\Phi(-\infty) = 0, \quad A(-\infty) = 0 \quad (2.14)$$

$$E(\infty) = \Phi'(\infty) = 0, \quad H(\infty) = A'(\infty) = H_0 = [8\pi \langle p_{xx} \rangle]^{1/2} > 0 \quad (2.15)$$

Как показано в [8], условия (2.14), (2.15) в предположениях § 1 обеспечивают одновременное выполнение

$$E(-\infty) = 0, \quad H(-\infty) = 0 \quad (2.16)$$

Тем не менее, следует подчеркнуть, что задача определения Φ , A во всем пограничном слое является существенно краевой. Попытка решать систему, аналогичную (2.9), (2.10), с условиями (2.14), (2.16), предпринятая, например, в [13], приводит к ошибочным результатам в силу некорректности задачи Коши для уравнений типа (2.9). В этом случае экспоненциальный рост одного из линейно независимых решений (2.9), которое, как легко показать, содержится уже в общем решении линеаризованного при $x \rightarrow -\infty$ ($\Phi \rightarrow 0$, $A \rightarrow 0$) уравнения, приводит к неустойчивости численного счета.

Дальнейшая конкретизация задачи связана с заданием при $x \rightarrow -\infty$ функций распределения частиц $f_{\pm}$ в невозмущенной плазме. Нижеследующее рассмотрение проводится для функций распределения вида

$$f_{\pm}(p_{x0}, p_{y0}) = \frac{n_0}{2|P_{1\pm}|} \delta\left(\frac{p_{y0}}{m_{\pm}c} - P_2\right) \quad \text{для} \quad \frac{p_{x0}^2}{m_{\pm}^2 c^2} \leq P_{1\pm}^2 \quad (2.17)$$

$$f_{\pm}(p_{x0}, p_{y0}) = 0 \quad \text{для} \quad \frac{p_{x0}^2}{m_{\pm}^2 c^2} > P_{1\pm}^2$$

Наличие в (2.17) δ -функции от $(p_{y0}/m_{\pm}c - P_2)$ позволяет свести интегралы в правых частях (2.9), (2.10), (2.12) к квадратурам без ущерба для физических результатов. Действительно, нетрудно видеть, что при помощи ряда из слагаемых (2.17) с различными P_1 , P_2 , взятых с соответствующим весом, можно формально аппроксимировать любую функцию распределения. Естественно, что при этом в каждой из конкретных физических ситуаций сам выбор функции распределения должен в значительной степени определяться соображениями устойчивости. Отметим, что нелокальность функции (2.17) по p_{x0} обеспечивает отсутствие расходимости $\langle \rho \rangle$ в точке отражения, неизбежно возникающей при рассмотре-

нии моноэнергетических потоков [1,2]. Кроме того, выбранная функция распределения позволяет исследовать случай наклонного падения плазмы на магнитную стенку ($P_2 \neq 0$).

Подставляя (2.17) в (2.9), (2.10), (2.12) и переходя к безразмерным переменным

$$\psi = e\Phi/m_-c^2, \quad a = eA/m_-c^2, \quad \xi = x/\xi_* = (4\pi n_0 e^2/m_-c^2)^{1/2} x$$

получаем

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} = Q_1(\psi, a) = N_-(\psi, a) - N_+(\psi, a) \quad \left(N_- = \frac{P_-}{P_{1-}}, N_+ = \frac{P_+}{P_{1+}}\right) \quad (2.18)$$

$$\frac{d^2a}{d\xi^2} = Q_2(\psi, a) = I_-(\psi, a) + I_+(\psi, a) \quad (2.19)$$

$$I_- = \frac{P_2 + a}{P_{1-}} \ln \frac{P_- + \sqrt{1 + P_-^2 + (P_2 + a)^2}}{\sqrt{1 + (P_2 + a)^2}}$$

$$I_+ = \frac{\mu a - P_2}{P_{1+}} \ln \frac{P_+ + \sqrt{1 + P_+^2 + (P_2 - \mu a)^2}}{\sqrt{1 + (P_2 - \mu a)^2}} \quad \left(\mu = \frac{m_-}{m_+}\right)$$

$$P_- = \begin{cases} (P_{1-}^2 + 2\psi \sqrt{1 + P_{1-}^2 + P_2^2} + \psi^2 - 2P_2 a - a^2)^{1/2} & (P_-^2 > 0) \\ 0 & (P_-^2 \leq 0) \end{cases}$$

$$P_+ = \begin{cases} (P_{1+}^2 - 2\mu\psi \sqrt{1 + P_{1+}^2 + P_2^2} + \mu^2\psi^2 + 2\mu P_2 a - \mu^2 a^2)^{1/2} & (P_+^2 > 0) \\ 0 & (P_+^2 \leq 0) \end{cases}$$

§ 3. Решение системы (2.18), (2.19) находилось методом установления, а именно, вместо уравнений (2.18), (2.19) рассматривалась система

$$\frac{\partial \psi^\circ(t, \xi)}{\partial t} = \frac{\partial^2 \psi^\circ(t, \xi)}{\partial \xi^2} - Q_1(\psi^\circ, a^\circ), \quad \frac{\partial a^\circ(t, \xi)}{\partial t} = \frac{\partial^2 a^\circ(t, \xi)}{\partial \xi^2} - Q_2(\psi^\circ, a^\circ) \quad (3.1)$$

решение которой, в силу независимости свободных членов и граничных условий от «времени» t , выходит на стационарный режим и связано с решением исходной системы соотношениями

$$\psi(\xi) = \lim_{t \rightarrow \infty} \psi^\circ(t, \xi), \quad a(\xi) = \lim_{t \rightarrow \infty} a^\circ(t, \xi) \quad (3.2)$$

Разностный аналог уравнений (3.1) интегрировался на быстродействующей электронной вычислительной машине методом прогонки. При этом использовался специальный прием, позволявший в процессе вычислений фиксировать точку поворота иона с максимальным значением x -компоненты импульса, что дало возможность тщательно просчитать область максимальных градиентов ψ и a .

Необходимость такого специального подхода вызвана большими математическими трудностями решения системы (3.1), связанными не только с ее существенной нелинейностью, но и главным образом с наличием двух принципиально различных характерных масштабов изменения функций для каждого из уравнений (3.1).

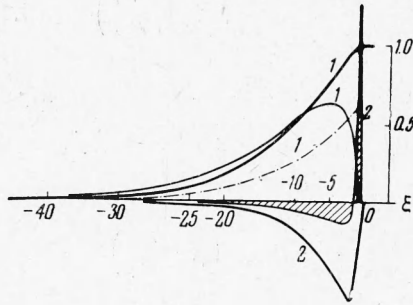
Действительно, пространственный масштаб изменения магнитного поля R (ларморовский радиус иона) в ряде случаев резко отличается от дебаевского радиуса D — характерного размера, на котором следует ожидать значительного разделения зарядов (фиг. 2).

В следующем параграфе приведены некоторые результаты расчетов по описанной методике конкретных физических примеров.

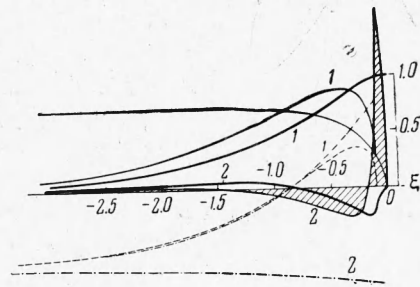
§ 4. На фиг. 2 представлена типичная картина пространственного распределения основных физических величин в самосогласованных электростатическом и магнитном полях, соответствующая плазме с параметрами $\mu = 1/1836$, $P_{1-} = 10^{-1}$, $P_{1+} = 2.24 \times 10^{-3}$, $P_2 = 0$, где в соответствии с § 2

$$P_{1\pm} = \frac{V_{1\pm}}{c} \left[1 - \left(\frac{V_{1\pm}}{c} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

Здесь и на фиг. 3, 6, 7 сплошными жирными линиями нанесены величины полей H и E (кривые 1 и 2), сплошной тонкой — плотности полного тока (кривая 1) и заряда ρ (кривая 2). Штрих-пунктирные кривые 1 и 2 соответствуют средним величинам попереч-



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Типичная пространственная картина пограничного слоя

$$[E] = 0.025 \frac{m_- c^2}{e \xi_*} E, [H] = 0.1157 \frac{m_- c^2}{e \xi_*} H, [j] = 10^{-2} e c n_0 j, [\rho] = 10^{-2} e n_0 \rho, [v_-] = 0.02 c v_-$$

(здесь и ниже в квадратные скобки заключены размерные величины)

Фиг. 3. Пограничный слой при наклонном падении плазмы на «магнитную стенку»

$$\mu = 0.1, P_{1+} = P_{1-} = 0.1, P_2 = P_{2*} = -0.142$$

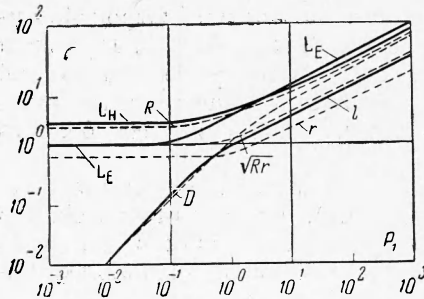
$$[E] = 0.1 \frac{m_- c^2}{e \xi_*} E, [H] = 0.269 \frac{m_- c^2}{e \xi_*} H, [j] = 0.2 e c n_0 j$$

$$[j_+] = 0.2 e c n_0 j_+, [j_-] = 0.2 e c n_0 j_-, [\rho] = 0.2 e n_0 \rho, [v_-] = 0.2 c v_-, [v_+] = 0.2 c v_+$$

ной скорости отрицательной (v_-) и положительной (v_+) компонент. Пунктирная кривая на фиг. 3 отвечает плотности тока j_- , а на фиг. 7 — плотности заряда ρ_- . Масштабы всех величин, представленных на графиках, даны в подписях под фигурами.

По оси абсцисс, отложено расстояние в единицах

$$\xi_* = \left(\frac{m_- c^2}{4 \pi n_0 e^2} \right)^{1/2}$$



Фиг. 4. Зависимость характерных размеров пограничного слоя от импульса частиц в плазме (двойной логарифмический масштаб)

магнитного поля спадает на порядок на расстоянии, примерно равном $24 \xi_*$, при этом

$$R = 38.7 \xi_*, \sqrt{Rr} = 5.785 \xi_*$$

При нерелятивистских энергиях частиц плазмы ξ_* имеет порядок $\sqrt{Rr}$, где R и r — соответственно ларморовские радиусы частиц с $p_+ = m_+ c P_{1+}$, $p_- = m_- c P_{1-}$. Эти частицы, обладающие, в соответствии с (2.17), максимальным начальным импульсом в направлении нормальном к H_0 , будем называть пробными.

На фиг. 2 хорошо видны характерный резкий всплеск положительного заряда и практически полный в соответствии с [1] обмен энергиями между тяжелой и легкой компонентами плазмы в точке отражения пробного электрона ($v_- \gg v_+$). Напряженность маг-

Интересная ситуация возникает при наклонном падении частиц на магнитное поле. В этом случае при $P_2 < 0$ электроны, опережая ионы в начальной стадии движения, получают возможность создать дополнительную избыточную плотность положительного заряда. Вместо двойного возникает тройной заряженный слой. При каком-то $P_2 = P_{2*} < 0$ скачок электростатического потенциала $\delta\psi = \psi(\infty)$, а с ним и дипольный момент пограничного слоя обращаются в нуль (фиг. 3), после чего, при дальнейшем уменьшении P_2 , $\delta\psi$ меняет знак. При $P_{1+} = P_{1-} = P_1$ значение P_{2*} определяется простой формулой

$$P_{2*} \approx -\frac{P_1(1-\mu)}{2\sqrt{\mu}} \quad (4.1)$$

Как показывает расчет, уменьшение μ при сохранении остальных параметров плазмы приводит к резкому возрастанию амплитуд ρ , E и других количественных характеристик (в связи с чем возрастают и затраты машинного времени), в значительно меньшей степени меняя качественную сторону явлений. В связи с этим представляло интерес провести серию расчетов для умеренного значения μ , но в широком диапазоне энергий, чтобы проследить за характером изменений в структуре пограничного слоя при переходе от нерелятивистской к ультрарелятивистской области.

Результаты этой работы представлены на фиг. 4, 5. Здесь $\mu = 0.25$, $P_2 = 0$, $P_{1+} = P_{1-} = P_1$ и меняется от 10^{-3} до 10^3 . Все линейные размеры на фиг. 4 даны в единицах ξ_* и отсчитываются от начала координат, совмещенного с точкой отражения пробного иона, причем, по определению L_H , L_E и l ,

$$H(-L_H) = 0.1H_0, \quad E(-L_E) = 0.1E_{\max} \\ \rho(-l) = 0$$

Роль дебаевского радиуса играет величина D , связанная с кинетической энергией пробных частиц соотношением

$$D^2 = \mu^{-1} [(1 + P_{1+} + P_2^2)^{1/2} - 1] + \\ + (1 + P_{1-} + P_2^2)^{1/2} - 1$$

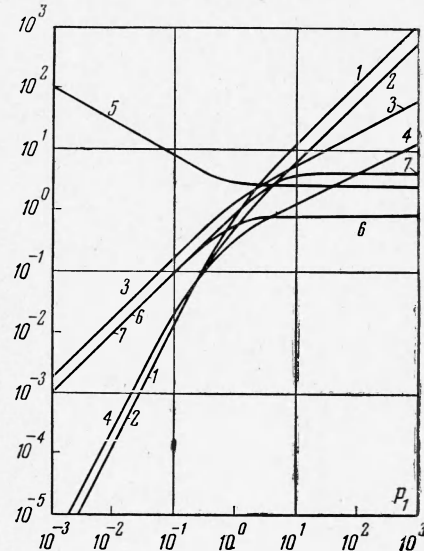
Через H_0 , $E_{\max}$, ρ_+ , ρ_- , j_- , j и $\psi_{\max} = \delta\psi$ на фиг. 5 обозначены максимальные значения соответствующих величин, через ψ^0 — значение электростатического потенциала, при котором пробные частицы отражались бы в одной точке.

Интересно отметить, что, как это следует непосредственно из фиг. 4, 5, зависимость от импульса частиц для большинства величин, определяющих структуру пограничного слоя, носит в нерелятивистской и ультрарелятивистской областях степенной характер. Приводимые ниже данные иллюстрируют перераспределение энергии между компонентами в точках отражения пробных частиц.

$P_1 =$	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	1	10	10^2	10^3
$\frac{\max v_-}{c}$	$= 0.19998 \cdot 10^{-2}$	$0.19958 \cdot 10^{-1}$	0.18986	0.85654	0.99329	0.99954	0.99998
$\frac{\max v_+}{c}$	$= 0.50006 \cdot 10^{-3}$	$0.50132 \cdot 10^{-2}$	$0.52756 \cdot 10^{-1}$	0.58885	0.99065	0.99877	0.99969

Напомним, что по «нейтральной» теории пограничного слоя при $\mu = 0.25$ имеем $\max v_- / \max v_+ = 4$. С увеличением энергии это отношение нарушается и в конце концов стремится к единице, а v_- и v_+ — к скорости света c .

Фиг. 6 и 7 (обе для $\mu = 0.25$) дают представление о структуре пограничного слоя при относительно небольших ($P_1 = 10^{-2}$) и релятивистских ($P_1 = 10$) энергиях.



Фиг. 5. Зависимость основных физических величин от импульса частиц, лежащих на «магнитную стенку»

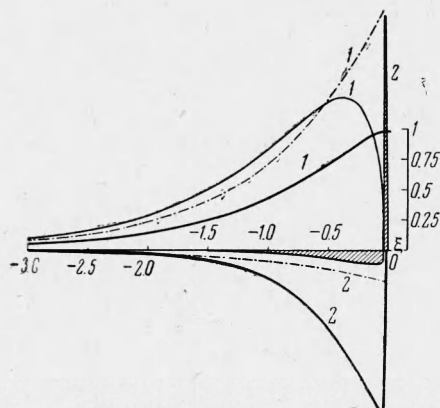
$$(1) \psi^0 = \frac{e [\Phi^0]}{m_- c^2}, \quad (2) \psi_{\max} = \frac{e [\Phi_{\max}]}{m_- c^2}$$

$$(3) H_0 = \frac{e \xi_{-1}}{m_- c^2} H_0$$

$$(4) (-E_{\max}) = \frac{e \xi_{+} [-E_{\max}]}{m_- c^2}$$

$$(5) \frac{\rho_+}{\rho_-}, \quad (6) j_- := \frac{[j_-]}{ec n_0}, \quad (7) j = \frac{[j]}{ec n_0}$$

Естественно, что в одной статье невозможно охватить весь круг вопросов, связанных с теорией стационарного пограничного слоя. Цель настоящего сообщения — обратить внимание на возможности используемого метода и наметить основные закономер-



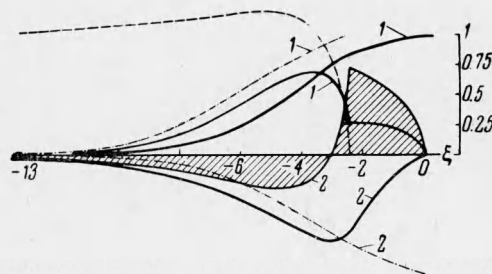
Фиг. 6. Пограничный слой при нерелятивистских энергиях частиц в плазме

$$[E] = 10^{-4} \frac{m_- c^2}{e \xi_*} E$$

$$[H] = 0.1826 \cdot 10^{-1} \frac{m_- c^2}{e \xi_*} H$$

$$[j] = 2 \cdot 10^{-3} e c n_0 j, \quad [\rho] = 4 \cdot 10^{-2} e n_0 \rho$$

$$[v_-] = 10^{-2} c v_-, \quad [v_+] = 2 \cdot 10^{-2} c v_+$$



Фиг. 7. Пограничный слой между магнитным полем и релятивистской плазмой

$$[E] = 20 \frac{m_- c^2}{e \xi_*} E$$

$$[H] = 5.323 \frac{m_- c^2}{e \xi_*} H$$

$$[j_-] = 2 e c n_0 j_-, \quad [j] = 2 e c n_0 j,$$

$$[\rho] = e n_0 \rho, \quad [v_-] = c v_-, \quad [v_+] = c v_+$$

ности, вытекающие из количественного рассмотрения полной пространственной картины самосогласованного электромагнитного поля в пограничном слое.

Автор благодарит Е. С. Кузнецова за интерес к работе и М. Г. Кузьмину, В. С. Имшенника и М. В. Масленникова — за полезные обсуждения.

Поступила 25 VII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Ферраго V. C. A. Theory of a plane model. J. Geophys. Res., 1952, vol. 57, № 1.
2. Шабанский В. П. Структура переходного слоя между плазмой и магнитным полем. Ж. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 40, № 4.
3. Морозов А. И., Соловьев Л. С. Кинетическое рассмотрение некоторых равновесных плазменных конфигураций. Ж. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 40, № 5.
4. Grad H. Boundary layer between plasma and a magnetic field. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, № 11.
5. Комаров Н. Н., Фадеев В. М. Исследование стационарных состояний плазмы в кинетическом приближении. Ж. техн. физ., 1962, т. 32, № 2.
6. Сигов Ю. С., Тверской Б. А. О структуре пограничного слоя между магнитным полем и плазменным потоком. Геомагнетизм и аэронавтика, 1963, т. 3, № 1.
7. Hurley J. Analysis of the transition region between a uniform plasma and its confining magnetic field. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, № 1.
8. Сигов Ю. С. К кинетической теории пограничного слоя между разреженной плазмой и магнитным полем. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, № 6.
9. Векслер В. И. О новом механизме генерации релятивистских электронов в космическом пространстве. Докл. АН СССР, 1958, т. 118, № 2.
10. Сигов Ю. С. Об электростатических эффектах при движении разреженной плазмы в неоднородном магнитном поле. Докл. АН СССР, 1964, т. 138, № 6.
11. Беляев С. Т., Будкер Г. И. Релятивистское кинетическое уравнение. Докл. АН СССР, 1956, т. 107, № 6.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. Физматгиз, М., 1960.
13. Paskievici W., Sestero H. and Weitzner H. The boundary layer in the confinement of a one-dimensional plasma. Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University, 1962, Rept. NYO — 9193, 1962.