

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СДВИГОВЫХ ТЕЧЕНИЯХ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

Е.Г.Бережко

Показано, что заряженная частица, рассеиваясь на неоднородностях магнитного поля в бесстолкновительной плазме, может набирать энергию при наличии сдвиговых течений плазмы. Скорость набора энергии определяется параметрами плазмы и пропорциональна квадрату ротора ее гидродинамической скорости.

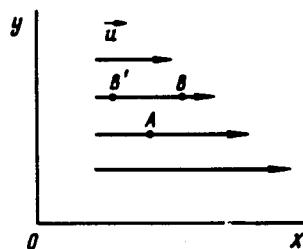
1. Известно, что энергия крупномасштабного движения плазмы может при определенных условиях перерабатываться в энергию отдельных заряженных частиц посредством того или иного механизма. К ним относятся механизмы Ферми, а также регулярный механизм ускорения на ударных волнах, распространяющихся в бесстолкновительной плазме [1]. Эти механизмы, а также ряд других, играют важную роль в формировании нетепловых спектров заряженных частиц в различных космических условиях.

Однако, в настоящее время имеется ряд экспериментальных данных, которые не могут быть объяснены в рамках известных механизмов. Так, при пересечении спутниками границы земной магнитосферы постоянно регистрируются потоки энергичных электронов, имеющих степенной спектр в области энергий $\epsilon > 18$ кэВ (см. [2] и ссылки там).

В настоящей работе рассмотрен новый механизм ускорения заряженных частиц, способный объяснить эти экспериментальные данные.

2. Рассмотрим идеализированную картину двумерного сдвигового течения бесстолкновительной плазмы (см. рисунок), характеризующейся наличием рассеивающих центров, роль которых выполняют неоднородности магнитного поля. Пусть гидродинамическая скорость плазмы и направлена по оси x , причем, ее величина меняется в зависимости от координаты y . Чтобы установить закон изменения энергии частицы, которая упруго рассеиваясь на неоднородностях движется в среде со скоростью $v \gg u$, удобно представить это движение в виде совокупности колебаний между двумя рассеивающими центрами с надлежащим усреднением по всевозможным параметрам. Так, если частица колеблется между центрами A и B , причем, $u_A > u_B$ и $x_A < x_B$ как показано на рисунке, то энергия ее будет нарастать, так как центры A и B сближаются. Однако, для центра B имеется расположенный симметрично по отношению к A центр B' ($y_{B'} = y_B$; $x_A - x_{B'} = x_B - x_A$), так, что двигаясь между центрами A и B' частица с той же скоростью теряет энергию если учитывать только величины порядка u/v . Иначе говоря, в рамках адиабатического приближения изменения энергии частицы не происходит $- \langle d\epsilon / dt \rangle = 0$ (угловые скобки указывают на процедуру усреднения).

С учетом членов $\sim (u/v)^2$ рассмотрение движения частицы между двумя рассеивающими центрами, двигающимися с относительной скоро-



ростью $dl/dt = w$, приводит к выражению

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -2 \frac{w}{l} \left(1 - \frac{w}{v}\right) \epsilon ,$$

где l — расстояние между центрами. Отсюда видно, что суммарный вклад центров A , B , и B' в $d\epsilon/dt$ положителен и равен $4\epsilon w^2/(lv)$. Усреднение этого выражения по положениям центра B с учетом того, что вероятность пройти частице путь l без рассеяния есть $\exp(-l/\lambda)$, дает:

$$\left\langle \frac{d\epsilon}{dt} \right\rangle = a \frac{\lambda}{v} \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \epsilon ,$$

где λ – длина свободного пробега. Численный коэффициент a в данном случае равен $1/2$; при более последовательном рассмотрении его величина может оказаться несколько иной.

Таким образом, видно, что в сдвиговых течениях бесстолкновительной плазмы происходит ускорение заряженных частиц, причем скорость набора энергии пропорциональна квадрату ротора гидродинамической скорости плазмы (в рассмотренном случае $(\text{rot } u)^2 = (du/dy)^2$).

3. Установлено, что на границе земной магнитосферы имеется слой, представляющий собой сдвиговое течение плазмы солнечного ветра [2]. В пределах слоя гидродинамическая скорость плазмы меняется от нулевой на внутренней границе до ~ 300 км/сек на внешней. Характерная толщина слоя $l \sim R_E$, его продольный размер $L \gtrsim 100 R_E$, где R_E – радиус Земли. Частицы, имеющие пробеги $\lambda \ll l$, будут эффективно ускоряться посредством рассмотренного выше механизма. Условие $\lambda \ll l$ может выполняться только для электронов, так как уже для тепловых протонов $\lambda \approx \rho = 100$ км, где ρ – гирорадиус. Поскольку величины пробегов электронов солнечного ветра мало изучены, то принимая $\lambda \approx \rho$, получим область энергий ускоряемых электронов $\epsilon \lesssim 1$ МэВ (магнитное поле на границе магнитосферы 10^{-4} Гс). Внутренняя граница области, ускорения, образуемая регулярным магнитосферным магнитным полем, практически непроницаема для электронов, вследствие чего будет образовываться градиент плотности ускоренных электронов, направленный к Земле. Соответствующий диффузионный поток направлен от Земли, чем и объясняется регистрируемая в экспериментах анизотропия энергичных электронов [2]. Огносиительно формы их энергетического спектра можно сказать следующее. В работе [3], где рассматривалась задача о формировании спектра частиц, ускоряемых посредством механизма, для которого постоянная времени ускорения $\tau = \epsilon / (d\epsilon/dt)$ пропорциональна $\epsilon^{-\beta}$, было показано, что при $\beta > 0$ формируется степенной спектр с показателем $y = - (1 + \beta)$ в области энергий $\epsilon >> \epsilon_0$, где ϵ_0 – начальная энергия частиц. В нашем случае условие $\tau \sim \epsilon^{-\beta}$ означает $\lambda \sim \epsilon^\beta$. Можно предположить, что для основной части электронов $\lambda \sim \rho$, а при больших энергиях $\lambda \sim \epsilon^2$. Тогда получим показатель спектра y в пределах от -3 до $-1,5$, что согласуется с экспериментом: $y = -2 \div -1,5$ для $\epsilon = 18 \div 120$ кэВ и $y = -4,5 \div -3$ для $\epsilon \gtrsim 100$ кэВ [2]. Значения $y < -2$ могут быть обусловлены влиянием энергетических потерь.

Универсальность формируемого спектра является характерной чертой рассмотренного механизма. Важной его особенностью является также то, что он связан с регулярным крупномасштабным движением плазмы, что выгодно отличает его от других, в частности, от механизма ускорения на турбулентных пульсациях. [4].

В космических условиях сдвиговые течения плазмы реализуются достаточно часто. Наиболее характерным примером для межпланетного пространства являются высокоскоростные потоки в солнечном ветре. В связи с этим, процесс ускорения заряженных частиц в сдвиговых течениях может иметь важное значение в формировании нетепловых спектров частиц, в частности, космических лучей.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность Г.Ф.Крымскому за ценные советы и замечания.

Институт космофизических исследований
и аэрономии

Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
12 марта 1981 г.

Литература

- [1] Г.Ф.Крымский. Регулярный механизм ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны. ДАН СССР, 234, 1306, 1977.
- [2] В.А.Сергеев, Н.А.Цыганенко. Магнитосфера Земли. М., изд. Наука, 1980.
- [3] Ю.Н.Гнедин, А.З.Долгинов, В.Н.Федоренко. Особенности статистического механизма ускорения в космических условиях. Труды №V Ленинградского международного семинара, Л., 1972, стр. 27.
- [4] А.З.Долгинов, И.Н.Топтыгин. Теория движения космических частиц в межпланетных магнитных полях. Труды V Всесоюзной зимней школы по космофизике. Апатиты, 1968, стр.167.