

ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ  
им. М.В.КЕЛДЫША  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Гинзбург С.Л., Дьяченко В.Ф., Палейчик В.В., Судариков А.Л.,  
Чечеткин В.М.

ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТАХ

Москва

Ginzburg S.L., Dyachenko V.F., Paleychik V.V., Sudarikov A.L., Chechetkin V.M.,

## PLASMA INSTABILITY IN THE RELATIVISTIC JETS.

### Abstract

Last time the grate interest is seen to the processes in the relativistic jets. Hard radiation of x-ray and  $\gamma$  -ray are connecting with these objects.

The possible mechanisms of plasma instabilities are considered in the frame of the equations of Maxwell-Vlasov. The cause of development of plasma instabilities is small difference in velocity of protons and electrons. Hard radiation of x-ray and  $\gamma$  -ray is consequence of these processes.

Гинзбург С.Л., Дьяченко В.Ф., Палейчик В.В., Судариков А.Л., Чечеткин В.М.

## ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТАХ

### Аннотация

Последнее время в наблюдениях виден большой интерес к развитию процессов в релятивистских джетах. С этими объектами связывают появление жесткого рентгеновского и  $\gamma$  - излучения.

В данной работе в рамках уравнений Максвелла – Власова рассматриваются возможные механизмы появления жесткого излучения за счет развития плазменных неустойчивостей из-за маленькой разницы в скоростях электронов и протонов.

## §1 Введение

В последние годы большое внимание привлечено к релятивистским джетам, связанным с активными ядрами галактик и других объектов. Наблюдения таких объектов (например, BL Lacertae) свидетельствуют о мощной гамма - светимости в GeV и TeV - диапазонах энергий для фотонов с переменностью от дней до часов [1,2]. Обычно переменность в TeV-диапазоне не связывают с переменностью в GeV-диапазоне [3,4]. Однако, корреляционный мониторинг свидетельствует, что  $\gamma$  - излучение, как правило, сопровождается активностью в оптическом и радио-диапазонах [5,6].

Опубликованные модели данных явлений обычно базируются на использовании обратного Комптон-эффекта для рассеяния мягких фотонов, например, идущих от аккреционного диска, на релятивистских электронах джета [7,8]. Для этих моделей необходимо предположение об оптической прозрачности вещества джета для мягких фотонов, а проблема модели фокусируется на радиационных проблемах, оставляя без рассмотрения вопрос о природе рождения релятивистских электронов.

В последнее время появились две модели, объясняющие появление релятивистских электронов. В работах [9-11] используются модели адронного происхождения высокоэнергичного  $\gamma$  - излучения, но не выяснена причина рождения самих адронов. Важное значение для будущего имеет обоснование появления адронов различного вида. В нашей работе будут показаны возможные механизмы их рождения в релятивистских джетах в условиях плазменной неустойчивости. Кроме того, в существующих моделях есть расхождения во временных вариациях излучения. Возможно, в дальнейшем мы сможем решить эту проблему.

В работах [12,13] предлагаются механизмы высокоэнергичного  $\gamma$ - излучения на основе ускорения частиц во взрывных ударных волнах или двухпоточковой неустойчивости в протон-электронных пучках. Но здесь снова встает вопрос о природе данных явлений. В работе [14] был исследован механизм ускорения джетов до релятивистских энергий за счет взаимодействия вещества с фотонами от центрального источника. Интересно отметить, что в структурах джетов возможно возникновение косых ударных волн [15]. Структуры, похожие на поперечные ударные волны и поперечное магнитное поле, наблюдаются в релятивистских джетах [16].

## §2 Постановка задачи

Взаимодействие плазмы с электромагнитным полем описывается системой уравнений Максвелла-Власова. При указанном ниже выборе единиц измерения она имеет вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \nabla \times \mathbf{H} + \mathbf{j} &= \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho, \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} &= \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \\ \frac{\partial f_{e,p}}{\partial t} + \mathbf{v}_{e,p} \cdot \frac{\partial f_{e,p}}{\partial \mathbf{x}} + q_{e,p} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{e,p} \times \mathbf{H}) \cdot \frac{\partial f_{e,p}}{\partial \mathbf{p}} &= 0,\end{aligned}$$

где  $\mathbf{E}(t, \mathbf{x})$ ,  $\mathbf{H}(t, \mathbf{x})$  – электромагнитное поле,  $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{p})$  – функции распределения,  $\mathbf{v} = \partial w / \partial \mathbf{p}$  – скорости,  $w = (m^2 + \mathbf{p}^2)^{1/2}$  – энергии,  $m$  – массы покоя,  $q$  – заряды, соответственно, электронов ( $e$ ) и протонов ( $p$ ). Плотности заряда и тока

$$\rho = \sum q \int f d^3 p, \quad \mathbf{j} = \sum q \int \mathbf{v} f d^3 p,$$

с суммированием по сортам частиц.

Здесь и далее используется следующая система единиц:

длина -  $L$  - характерный размер,

скорость -  $c$  - скорость света,

время -  $L/c$ , частота -  $c/L$ ,

масса частицы -  $m$  - масса покоя электрона,

импульс частицы -  $mc$ ,

энергия частицы -  $mc^2$ ,

поле -  $mc^2/eL$ , где  $e$  – элементарный заряд,

концентрация частиц -  $mc^2/4\pi e^2 L^2$ ,

плотность заряда -  $mc^2/4\pi e L^2$ ,

число частиц -  $mc^2 L/2e^2$ ,

функция распределения по энергии -  $L/2e^2$ ,

энергия -  $m^2 c^4 L/2e^2$ .

В этих единицах масса протона  $m_p = 1836$ , электрона  $m_e = 1$ , а заряды  $q$  – плюс и минус единица, соответственно.

В задаче предполагается осевая симметрия  $\partial/\partial\varphi \equiv 0$  и используются цилиндрические координаты  $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ . Хотя задача ставится во всем пространстве, реальный расчет ведется в ограниченной области, на поверхности которой ставятся искусственные граничные условия, имитирующие открытость границы для выхода частиц и излучения, но закрытость для входа извне их и любых видов энергии. Физическая обоснованность таких граничных условий предполагает, что плотность энергии в пучке (как в частицах так и в излучении) много больше энергии вне его. Поэтому в расчетах внешняя энергия не учитывается.

Задача решалась численным методом, основные принципы алгоритма которого (разностная схема для уравнений Максвелла и метод макрочастиц для уравнения Власова) изложены в [17].

### §3 Результаты расчета

В начальный момент поле отсутствует, а плазма, состоящая из электронов

и протонов равной концентрации  $n_{e0}=n_{p0}=200$ , заполняет цилиндр радиуса  $R_0=1$  и высотой  $\Delta Z=1$ , расположенный внутри расчетной области. Скорости частиц имеют только осевую компоненту, электроны -  $v_{e0}=0.99995$ , что означает кинетическую энергию  $k_{e0}=w_{e0} \cdot m_e=99$ , протоны, соответственно,  $v_{p0}=0.9$ ,  $k_{p0}=w_{p0} \cdot m_p=2377$ .

Довольно быстро происходит существенная перестройка начального состояния. Представление об этом дает рис.1, изображающий перераспределение энергии со временем.

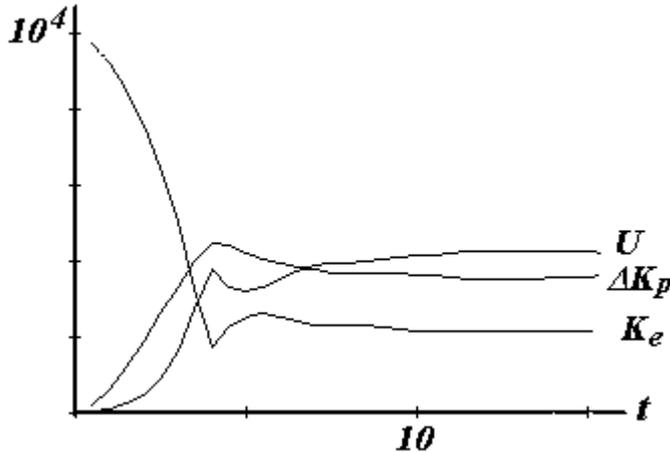


Рис.1 Перераспределение начальной кинетической энергии электронов  $K_{e0}$ :  $K_e$  - энергия электронов,  $\Delta K_p$  - энергия, переданная протонам,  $U$  - энергия электромагнитного поля.

Здесь  $K_e$  - общая кинетическая энергия электронов - падает за 4 единицы по времени в несколько раз (с  $K_{e0}=10^4$  до  $K_e=1670$ ). Чуть меньше половины ее передается протонам  $\Delta K_p=4460$ , остальное идет на возбуждение электромагнитного поля (частоты  $\sim 27$ ) до энергии  $U=3733$ . В дальнейшем достигнутое соотношение между добавленной энергией протонов и энергией электронов, порядка двух, сохраняется.

Рис.2 демонстрирует положение электронного облака в момент  $t=10$ , разумеется в меридианальном разрезе  $r,z$ . Заметен в виде диска передний слой электронов, успевших оторваться от протонов. Остальные, активно взаимодействуя с протонами, отстают и рассыпаются.

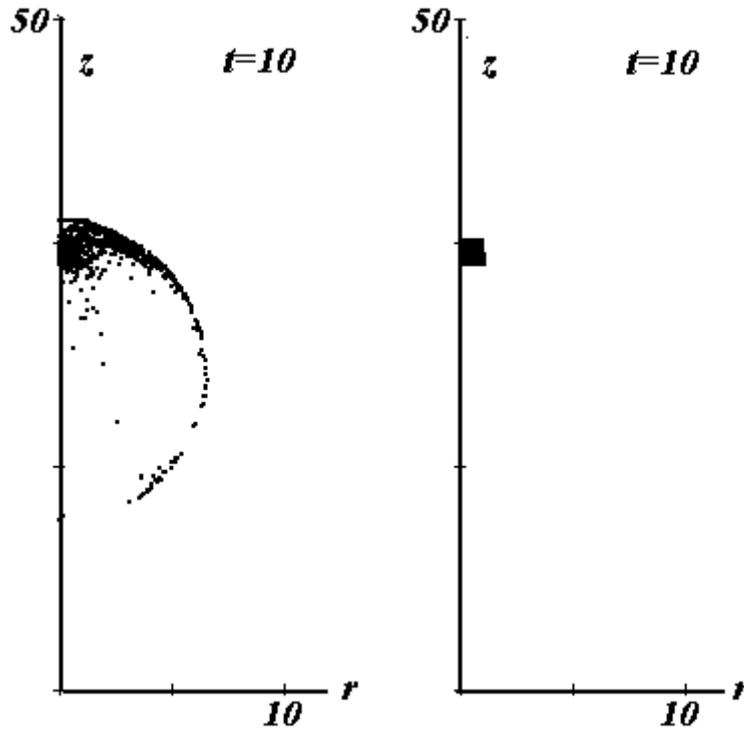


Рис.2 Электронное облако и протонное ядро на момент  $t=10$

Для сравнения показан сдвинутый вправо «черный квадрат», образуемый протонами. В дальнейшем электронное облако сохраняет свою шарообразную форму, концентрируясь около протонного ядра в головной части и увеличиваясь в размерах. Важно отметить, что данная конфигурация *bubble*'а сохраняется в окрестности летящей почти со скоростью света головной части релятивистского пучка.

На рис.3 и 4 даны проекции:  $(P_z, z)$ ,  $(P_r, z)$ ,  $(P_z, r)$ ,  $(P_r, r)$  фазового портрета электронной фракции на момент  $t=10$ .

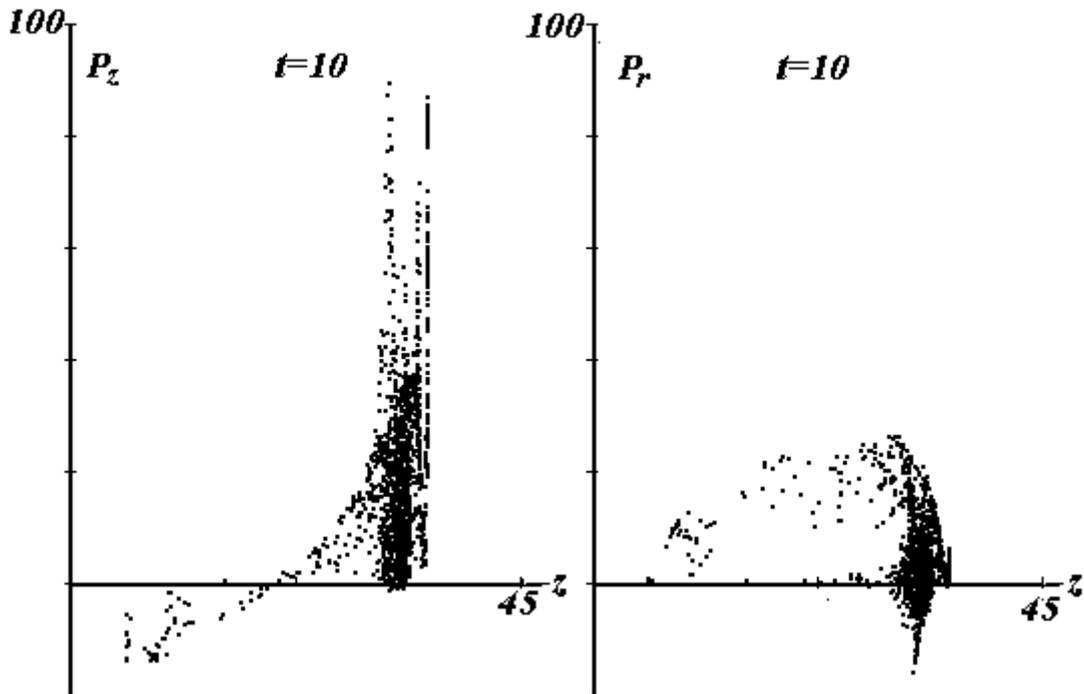


Рис.3 Проекция  $(P_z, z)$ ,  $(P_r, z)$  фазового портрета электронов при  $t=10$

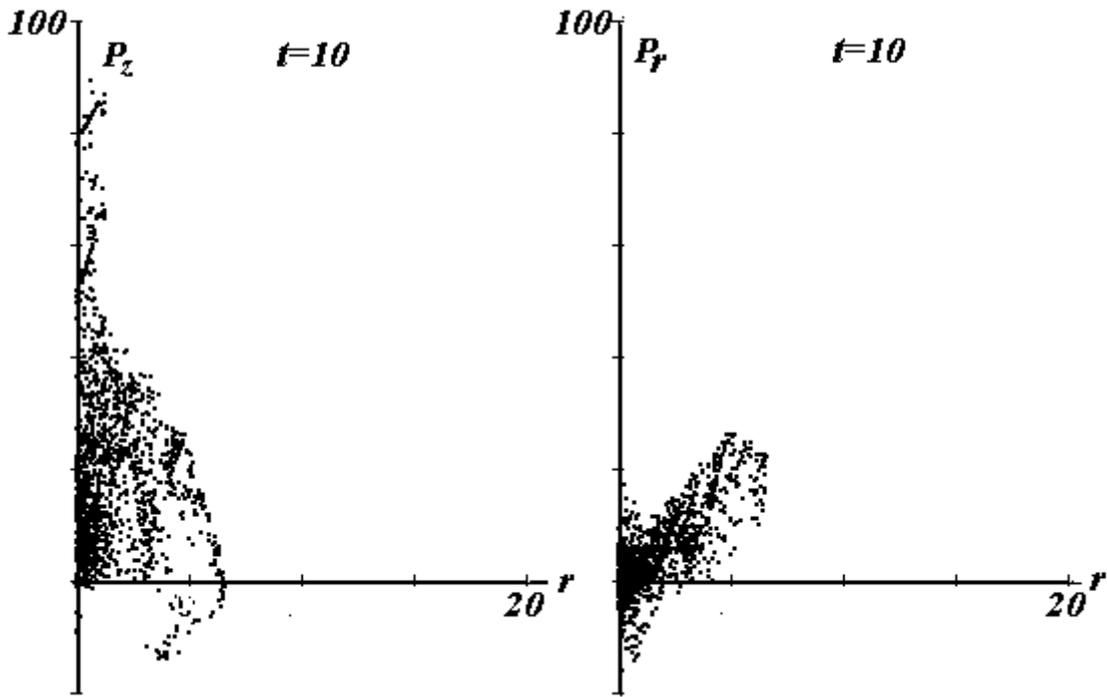


Рис.4 Проекция  $(P_z, r)$ ,  $(P_r, r)$  фазового портрета электронов при  $t=10$

Заметим, что уменьшение импульса электронов в 10 раз, от 100 до 10, означает падение скорости всего лишь от 0.99995 до 0.995. И лишь уменьшение импульса в 50 раз уравнивает скорости электронов и протонов.

Описанное выше начальное состояние означает дельта-образный вид функций распределения по энергии,  $f \sim \delta(k-k_0)$ . На рис. 5 даны распределения  $F_e(k_e)$  для всего ансамбля электронов, т.е. интеграл от  $f_e$  по пространству, на некоторые моменты времени.

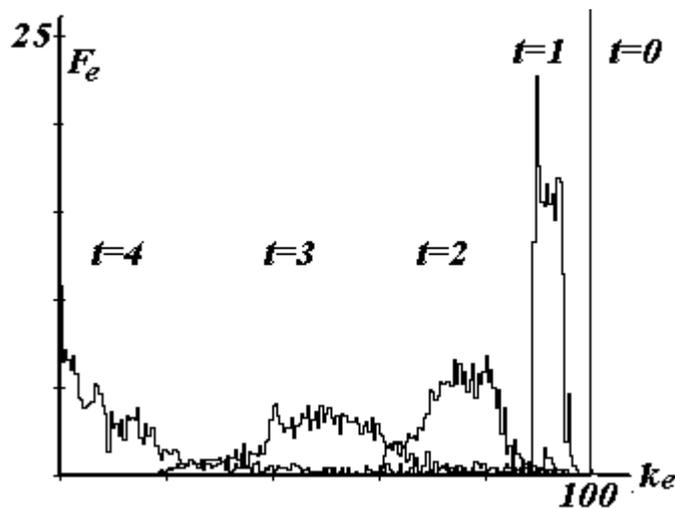


Рис.5 Распределение  $F_e(k_e)$  электронов по энергиям на моменты времени  $t=0 - 4$

Они показывают начальную стадию размывания функции распределения по

энергии. Последующую эволюцию распределений электронов  $F_e(k_e)$  и протонов  $F_p(k_p)$  демонстрируют рис. 6 – 9

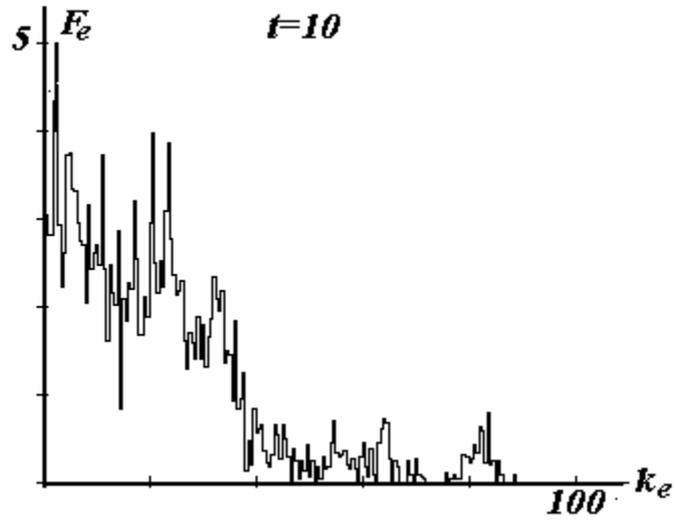


Рис.6 Распределение  $F_e(k_e)$  электронов по энергиям при  $t=10$ .

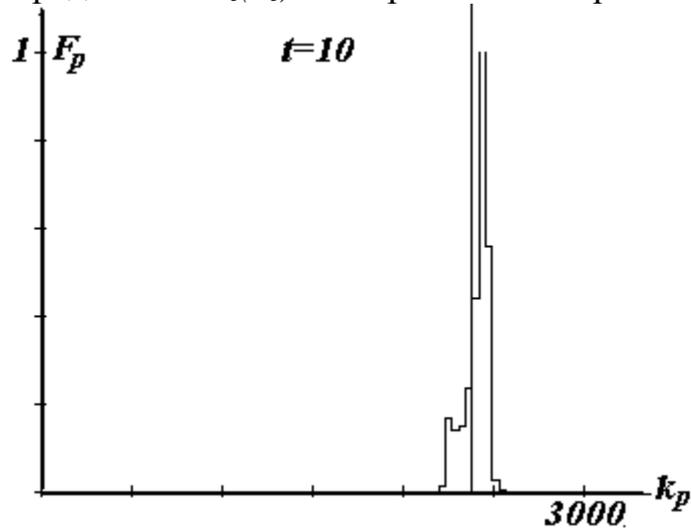


Рис.7 Распределение  $F_p(k_p)$  протонов по энергиям при  $t=10$ .

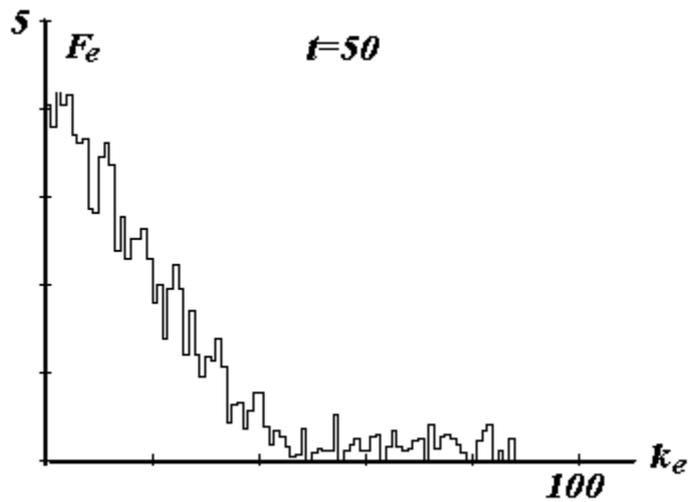


Рис.8 Распределение  $F_e(k_e)$  электронов по энергиям при  $t=50$ .

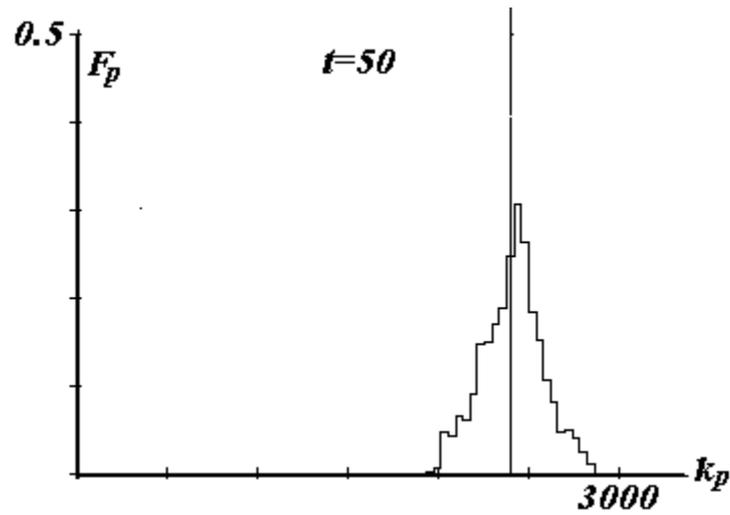


Рис.9 Распределение  $F_p(k_p)$  протонов по энергиям при  $t=50$ .

На рис.7 и 9 вертикальной чертой обозначено начальное значение энергии протонов равное 2377. К моменту  $t=50$  энергия протонов  $k_p$  находится в диапазоне 2000 - 2800, т.е. отличается от начальной не более чем на 17%. В дальнейшем эта величина достигает 25%.

На рис.10 изображена конфигурация протонного ядра, а на рис.11,12 его фазовые портреты  $(P_z, r)$ ,  $(P_r, r)$  на момент  $t=50$ .

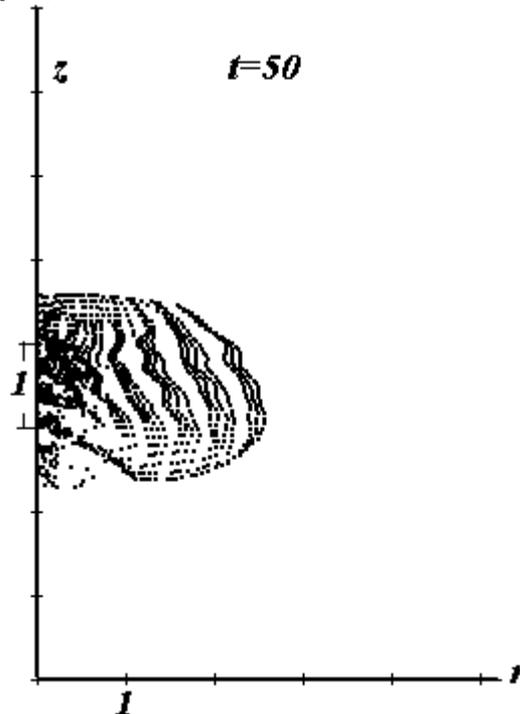


Рис.10 Протонное ядро на момент  $t=50$ .

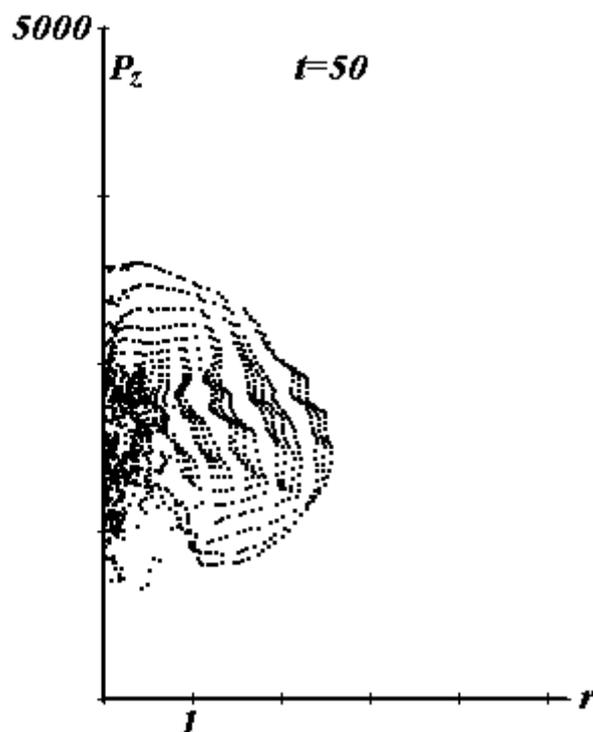


Рис.11 Проекция  $(P_z, r)$  фазового портрета протонов при  $t=50$ .

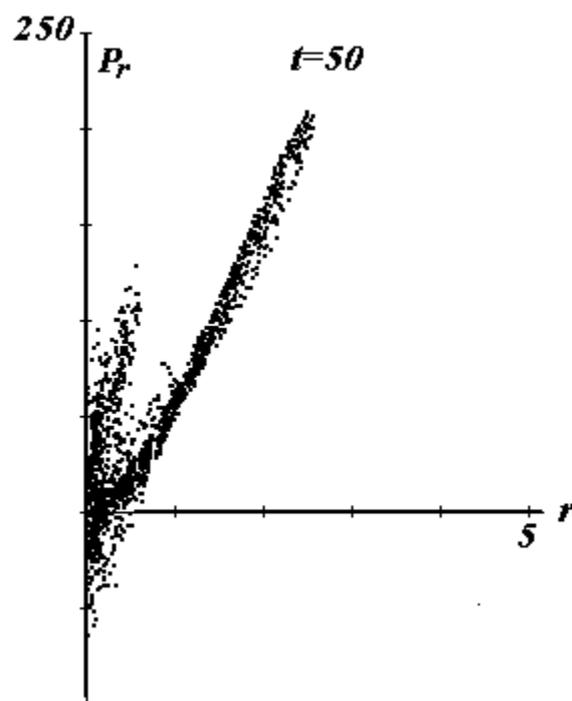


Рис.12 Проекция  $(P_r, r)$  фазового портрета протонов при  $t=50$ .

#### §4 Заключение

Проведенные расчеты показывают новую возможность для моделирования высокоэнергичного  $\gamma$  - излучения. Полученные функции распределения протонов и электронов позволяют оценить скорость рождения адронов различных сортов и прямое высокоэнергичное  $\gamma$  - излучение.

Для механизма ускорения джета, предложенного в работе [14], необходимо рождение мягких фотонов в самом джете, так как окружающее джет вещество может поглощать фотоны от аккреционного диска. Хотя даже в этом случае существует возможность прохождения от диска очень мягких фотонов, так как в работе [14] рассматривается отражение жестких фотонов, идущих от центрального тела. В последующем необходимо рассчитать на основе полученных функций распределения протонов процесс  $\gamma p$ , который также ведет к рождению жесткого  $\gamma$  - излучения. Интересно отметить, что максимум этого излучения из-за учета форм-фактора лежит в районе GeV - энергий.

#### Список литературы

- [1] von Montigny C., Bertsch D.L., Chiang J. et al., 1995, *Astrophys. J.*, v440, p 525
- [2] Mukherjee R., Bertsh D.L., Bloom S.D., et al, 1997, *Astrophys. J.*, v 490, p116
- [3] Mattox J.R., Wagner S.J., Malkan M. et al, 1996, *Astrophys. J.*, v 476, pp692
- [4] Gaidos J.A., Akerlof C.W., Biller S. et al., 1996 *Nature*, v 383, pp 319
- [5] Lin Y.C., Chiang J., Michelson P.f. et al. In *Proc Second Compton Symposium*, ed C .E. Fichtel et al., AIP conf. Proc. 304, pp582
- [6] Buckley J.H., Akerlof C.W., Biller S., 1996, *Astrophys. J., Lett.*, v472, p9
- [7] Reich W., Steppe H., Schlickeiser R. et al., 1993, *Astron, Astrophys.*, v273, p65
- [8] Mecke A., Pohl M., Reich P. et al., *Astron, Astrophys., Suppl. Ser*, v120, p C541
- [9] Wagner S.J., 1996, *Astron, Astrophys., Suppl. Ser*, v120, p C495
- [10] Dermer C.D., Schlickeiser R., Mastichiadis A., 1992, *Astron, Astrophys. Lett*, v256, p27
- [11] Dermer C.D., Schlickeiser R., *Astrophys. J.*, v416, p 458
- [12] Pohl M., Schlickeiser R., 2000, , *Astron, Astrophys*
- [13] Pohl M., 1999, *Plasma Turbulence and Energetic Partcles in Astrophysics*, p311
- [14] Галанин М.П., Торопин Ю.М., Чечеткин В.М. Радиационное ускорение порций вещества в аккреционных коронах около астрофизических объектов.  
Астрономический журнал 1999г, Т.76, стр.143-160
- [15] Савельев В.В., Торопин Ю.М., Чечеткин В.М. Возможный механизм образования молекулярных потоков.  
Астрономический журнал 1996г., Т.73, стр.543-558
- [16] Gabuzda D.C., 1999, *Plasma Turbulence and Energetic Partcles in Astrophysics*, p301
- [17] В.Ф. Дьяченко «О расчетах задач бесстолкновительной плазмы»  
ЖВМ и МФ 1985г №4 стр.622-627.