

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

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

ВЛИЯНИЕ ПОЗИТРОНОВ И γ - ФАКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ НА
ПЛАЗМЕННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТОВ

Москва 2004

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

INFLUENCE OF POSITRONS AND ELECTRON γ - FACTOR ON PLASMA
INSTABILITY OF RELATIVISTIC JET

Abstract

This article is continued [1]. The influence of electron γ - factor and the positrons in jet structure on plasma instabilities in the relativistic jets are considered in two-dimensional axially symmetric computer code for plasma-field interaction.

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

ВЛИЯНИЕ ПОЗИТРОНОВ И γ - ФАКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ НА
ПЛАЗМЕННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ДЖЕТОВ

Аннотация

Данная работа является продолжением [1]. Влияние γ - фактора электронов и позитронов в составе джетов на развитие в них плазменной неустойчивости исследуется на двумерной аксиально - симметричной компьютерной модели взаимодействия плазмы с электромагнитным полем.

Работа была выполнена при поддержке программы «Астрономия» и гранта РФФИ № 03-02-16548

§1 Введение

В последнее время большой интерес проявляется к возможным физическим механизмам происхождения жесткого γ - излучения. Этот интерес обусловлен наблюдениями γ - излучения в Мэв- Гэв диапазонах от блазаров, активных ядер галактик и других источников. К сожалению, в настоящее время природа появления такого жесткого излучения пока неясна.

Создаваемые модели астрофизических явлений, ведущих к появлению такого излучения, можно грубо разделить на два направления. Первое направление связано с обратным эффектом Комптона. Мягкие фотоны рассеиваются на сильно релятивистских электронах. Но не обсуждается природа таких электронов. Стандартные модели жесткого γ - излучения предполагают существование релятивистски движущегося плазмоида с Лоренц – фактором γ порядка десяти. Как характерный пример таких работ, можно указать работу [2], в которой предполагается релятивистская ударная волна с Лоренц – фактором ~ 100 . Проблема таких моделей связана с энергией, которую необходимо вложить для получения релятивистской плазмы с большим γ - фактором в достаточном объеме. Более подробные ссылки на существующие модели и их связь с наблюдениями можно найти в нашей предыдущей работе [1].

Второе направление связано с развитием адронных моделей. В отличие от существующих моделей, мы проследим развитие предлагаемой модели начиная от момента ускорения плазмы. В работе [3] было показано, что за счет светового давления от центрального ядра активной галактики и структуры аккреционного диска возможно ускорение вещества джета до Лоренц – фактора γ порядка четырех. Тем самым дается ответ о происхождении сильно релятивистских электронов. Но, кроме того, в этой модели появляются релятивистские протоны. Отметим, что в предлагаемой модели ускорения вещества, функции распределения электронов и протонов по энергии в процессе ускорения близки к дельта - образным функциям распределений, так как скорость вещества много больше тепловых скоростей в джете. Но возникает вопрос, как долго будет существовать такое распределение в веществе.

Нами была рассмотрена задача о распаде дельта - образного распределения электронов и протонов за счет коллективных плазменных процессов. Дополнительным достоинством предлагаемого решения проблемы является применение адронной модели происхождения жесткого γ - излучения. Размывание начальной протонной функции распределения ведет к рождению жестких γ - квантов в протон - протонных столкновениях. Тем самым дается ответ о природе релятивистских протонов, что является одним из важных моментов в адронной модели происхождения жесткого γ - излучения. В дальнейшем, по рассчитанным в данной работе функциям распределения протонов, позитронов и электронов можно рассчитать жесткое γ - излучение, сопровождающее установление равновесия в релятивистской плазме джета.

§2 Постановка задачи

Мы рассматриваем двухпотоковую (состоящую из протонов и электронов) плазму. Целью проведенных исследований является определение скорости изменения функций распределения по энергии и определение эффективности преобразования кинетической энергии релятивистского пучка в жесткое γ - излучение в процессе перестройки плазмы.

Взаимодействие плазмы с электромагнитным полем описывается системой уравнений Максвелла-Власова. Мы пренебрегаем столкновительными членами кинетического уравнения в силу разреженности плазмы. При указанном ниже выборе единиц измерения система имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \nabla \times \mathbf{H} + \mathbf{j} &= \mathbf{0}, \quad \nabla \mathbf{E} = \rho, \\ \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} &= \mathbf{0}, \quad \nabla \mathbf{H} = 0, \\ \frac{\partial f^\pm}{\partial t} + \mathbf{v}^\pm \frac{\partial f^\pm}{\partial \mathbf{x}} + q^\pm (\mathbf{E} + \mathbf{v}^\pm \times \mathbf{H}) \frac{\partial f^\pm}{\partial \mathbf{p}} &= 0, \end{aligned}$$

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, протонов и электронов. 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 задачи, скорость - c - скорость света, время - L/c , частота - c/L , масса частицы - m - масса покоя электрона, импульс частицы - mc , энергия частицы - mc^2 , электромагнитное поле - mc^2/eL , где e – элементарный заряд, концентрация частиц - $mc^2/4\pi e^2 L^2$, плотность заряда - $mc^2/4\pi eL^2$, 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 $m_p = 1836$ и 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 , φ , 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 излуче-

нии) 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 работе [4].

§3 Влияние γ - фактора электронов на динамику протонов и электронов.

В работе [1] приведены результаты расчета движения джета под воздействием собственного электромагнитного поля и показано развитие во времени изначально дельта – образных функций распределения протонов и электронов, составляющих этот джет, по энергии.

Следующим этапом является исследование динамики процесса в зависимости от γ - фактора электронов.

В начальный момент поле отсутствует. Плазма, состоящая из электронов и протонов, заполняет цилиндр радиуса $R_0 = 1$ и высотой $\Delta Z = 1$, расположенный внутри расчетной области. Концентрация электронов и протонов плазмы $n_{e0} = 200 = n_{p0} = 200$ ($*1.765 \cdot 10^{20}$ кэВ/ L^2 (см.)²). Скорости частиц имеют только осевую компоненту. Скорость протонов $v_{p0} = 0.9$, что соответствует кинетической энергии $k_{p0} = w_{p0} - m_p = 2377$.

Для оценки влияния начального γ - фактора ($\gamma = (1 - v_{e0}^2)^{-1/2}$, где v_{e0} - начальная скорость электронов) на функцию распределения энергии протонов проведена серия расчетов, в которых он варьировался (при прочих равных условиях). Напомним, что в начальный момент γ - фактор протонов равен ~ 2.3 .

В таблице приведены скорость v_{e0} электронов, соответствующий γ - фактор, и отношение минимальной и максимальной энергии протонов (коэффициенты торможения и ускорения) к начальной на два момента времени: $t=50$ и $t=100$.

v_{e0}	γ - фактор	Таблица			
		$t=50$		$t=100$	
		K_{pmin}/k_{p0}	K_{pmax}/k_{p0}	K_{pmin}/k_{p0}	K_{pmax}/k_{p0}
0.9	2.3	0.9	1.05	0.82	1.10
0.95	3.2	0.9	1.08	0.82	1.11
0.9998	50.	0.86	1.14	0.79	1.19
0.99995	100.	0.82	1.20	0.77	1.25
0.9999876	201.	0.79	1.35	0.76	1.41

Очевидно, величина γ - фактора электронов почти не влияет на коэффициент торможения и заметно влияет на ускорение протонов. С ростом γ - фактора растет энергия протонов. Добавочная энергия мала и составляет только доли процента. Более важно, что быстрее размазывается функция распределения протонов.

Далее более детально рассматривается вариант с начальной скоростью электронов $v_{e0} = 0.9$.

На рис.1 представлены функции распределения протонов на один и тот же момент времени $t=50$ для скорости электронов $v_{e0}=0.9$ и $v_{e0}=0.99995$.

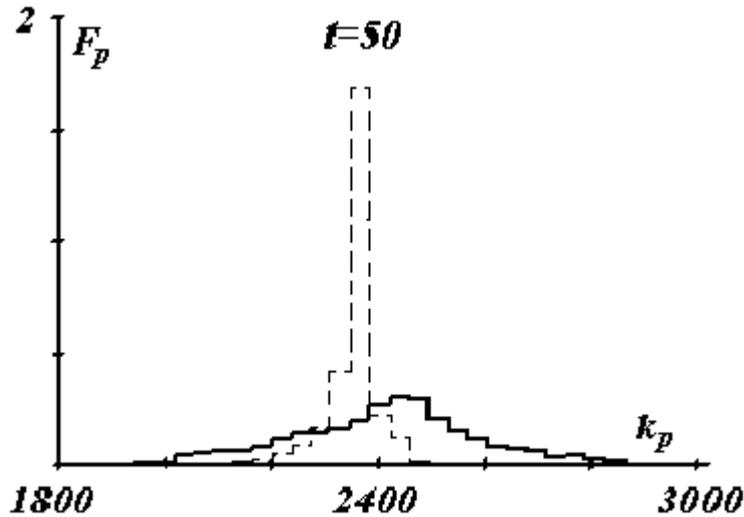


Рис. 1 Распределение $F_p(k_p)$ протонов по энергиям для $v_{e0}=0.9$ (пунктир) и $v_{e0}=0.99995$ на момент $t=50$.

На рис.2 показаны функции распределения протонов на моменты времени $t=50$ и $t=150$.

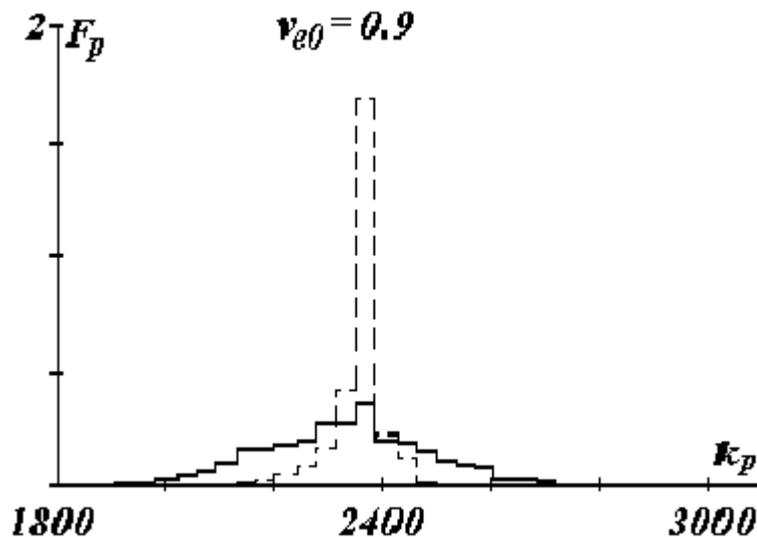


Рис.2 Распределение $F_p(k_p)$ протонов по энергиям на $t=50$ (пунктир) и $t=150$.

Рис.1,2 демонстрируют, что при малых скоростях v_{e0} развитие плазменной неустойчивости более растянуто во времени.

На рис.3 изображено распределение $F_e(k_e)$ электронов на разные моменты времени для $v_{e0} = 0.9$.

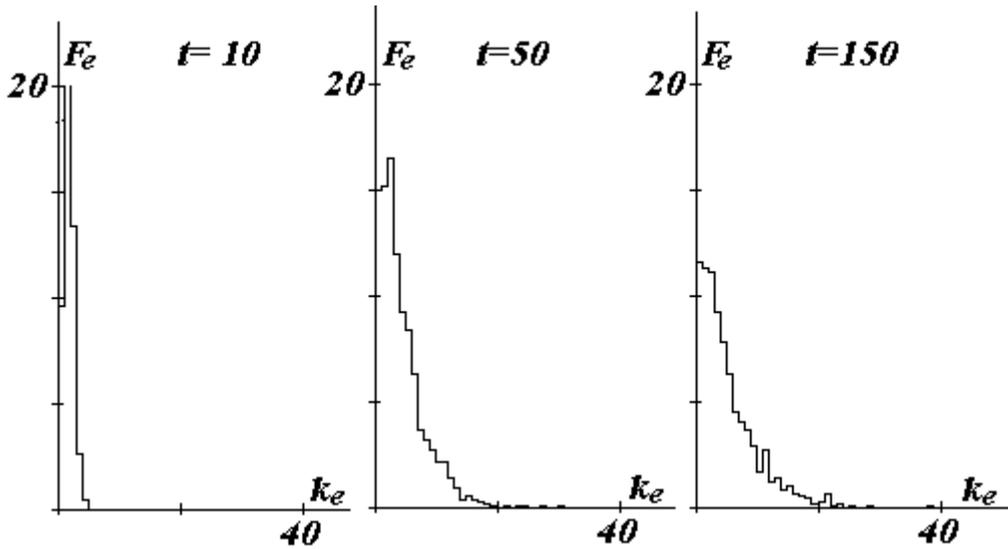


Рис.3 Распределение $F_e(k_e)$ электронов на моменты времени $t=10$, $t=50$ и $t=150$.

Очевидно, начиная с $t \sim 50$ распределение $F_e(k_e)$ качественно почти не меняется.

Что происходит с функцией распределения электронов, если начальная энергия протонов больше начальной энергии электронов, демонстрирует следующий расчет. При описанных в начале параграфа условиях просчитан вариант, в котором : $v_{e0} = 0.9$, $v_{p0} = 0.9995$. На рис.4(а,б) на разные моменты времени показана функция распределения электронов по энергии. Очевиден процесс нарастания энергии, а, следовательно, и скорости электронов за достаточно малое время.

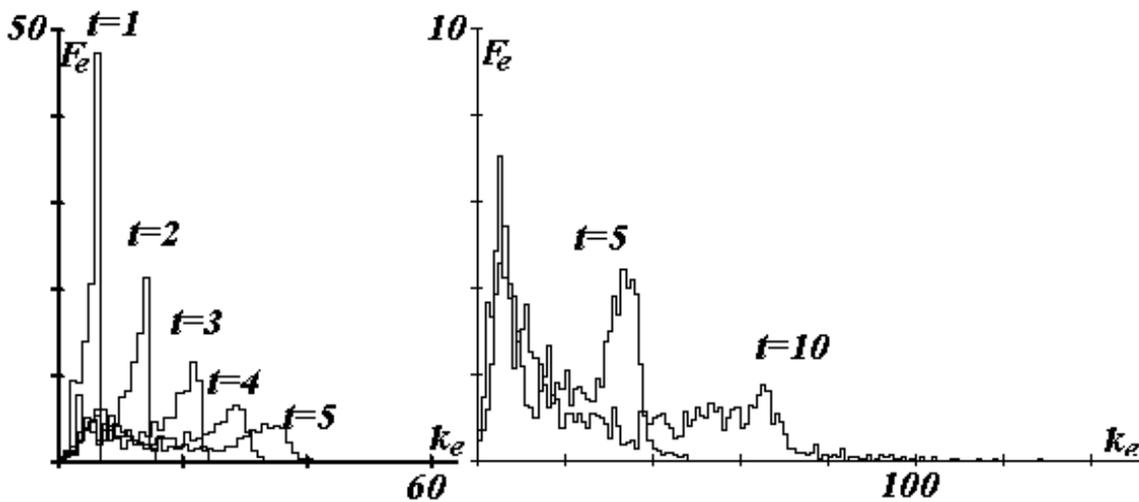


Рис.4а Распределение $F_e(k_e)$ электронов на моменты времени $t=1-10$

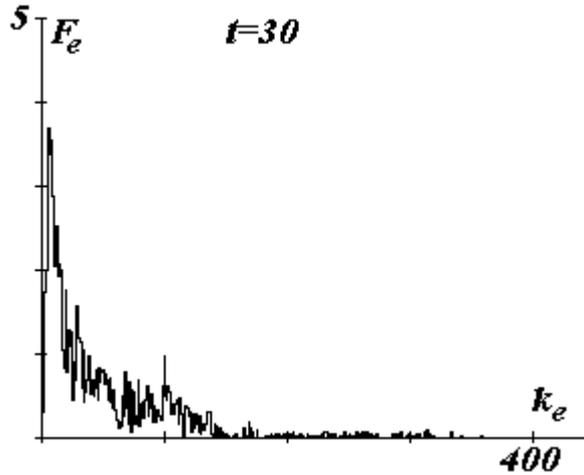


Рис.46 Распределение $F_e(k_e)$ электронов на момент времени $t=30$

§4 Влияние позитронов на динамику джета.

Как и в предыдущих расчетах, в начальный момент поле отсутствует. Плазма, состоящая из электронов, протонов и позитронов, заполняет цилиндр радиуса $R_0 = 1$ и высотой $\Delta Z = 1$, расположенный внутри расчетной области. Концентрация электронов плазмы $n_{e0} = 200$, протонов $n_{p0} = 180$ и позитронов $n_{ps0} = 20$ (т.е. электронейтральность плазмы сохраняется). Скорости частиц имеют только осевую компоненту, электроны и позитроны - $v_{e0} = v_{ps0} = 0.99995$, что означает кинетическую энергию $k_{e0} = k_{ps0} = w_{e0} - m_e = 99$, протоны, соответственно, $v_{p0} = 0.9$, $k_{p0} = w_{p0} - m_p = 2377$.

Довольно быстро происходит существенная перестройка начального состояния энергий. Представление об этом дает рис.5, изображающий перераспределение энергии со временем.

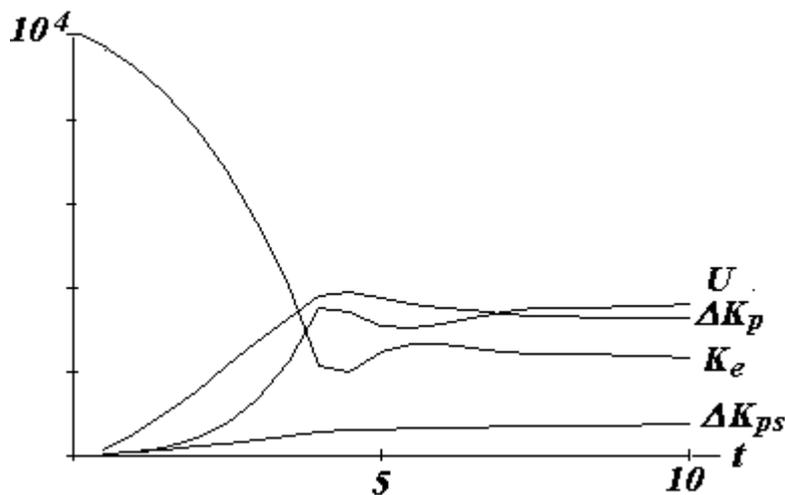


Рис.5 Перераспределение начальной кинетической энергии электронов K_{e0} : K_e - энергия электронов, ΔK_p - энергия, переданная протонам, ΔK_{ps} - энергия, переданная позитронам, U - энергия электромагнитного поля.

Здесь K_e – общая кинетическая энергия электронов - падает за 4 единицы по времени в несколько раз (с $K_{e0} = 10^4$ до $K_e = 2130$). Несколько меньше половины энергии ($\Delta K_p = 3770$) передается протонам, небольшая часть ($\Delta K_{ps} = 510$) достается позитронам, остальное идет на возбуждение электромагнитного поля (частоты ~ 27) до энергии $U = 3480$. Следует отметить, что благодаря влиянию позитронов на суммарное поле электроны теряют меньше энергии. В дальнейшем соотношение, достигнутое между добавленной энергией протонов (~ 1.5) и позитронов (~ 0.3) и энергией электронов, сохраняется.

Рис.6 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 и позитронами, отстают и рассыпаются.

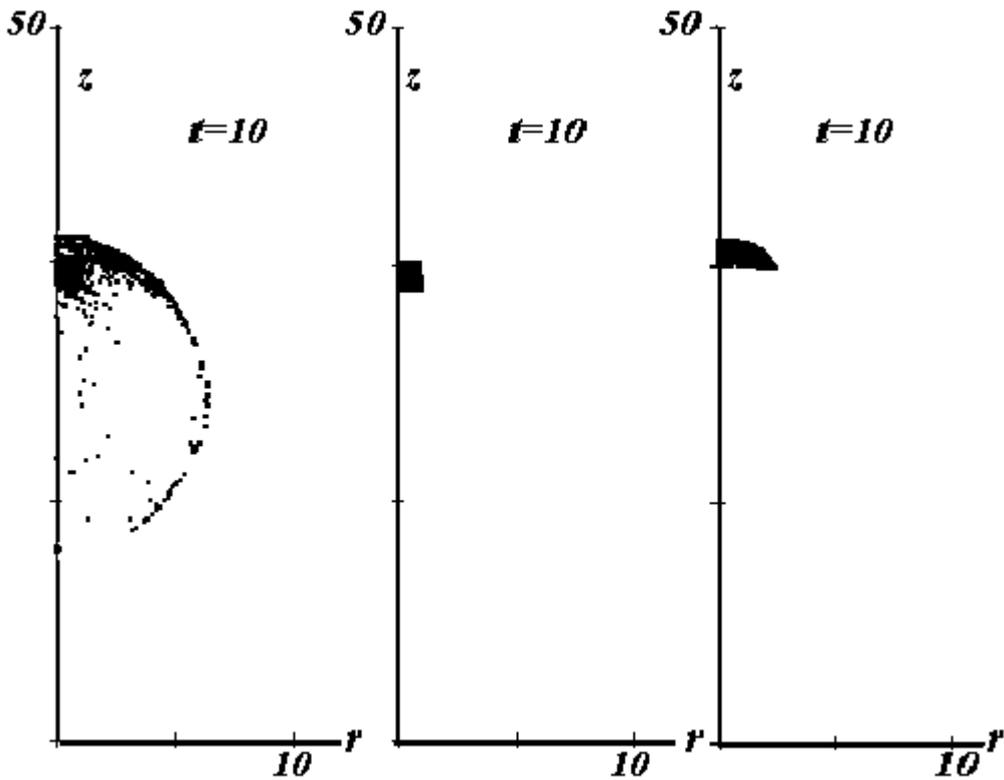


Рис. 6 Электронное облако, протонное ядро и позитронный диск на $t=10$.

Для сравнения справа показаны «черный квадрат», образуемый протонами, и позитронный диск, слегка размазанный по r . 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.

Описанное выше начальное состояние означает дельта - образный вид функций распределения по энергии, $f \sim \delta(k-k_0)$. На рис.7 даны распределения $F_e(k_e)$ и $F_{ps}(k_{ps})$ для всего ансамбля электронов и позитронов, т.е. интегралы от f_e и f_{ps} по пространству, на некоторые моменты времени (вертикальной чер-

той обозначено начальное значение энергии электронов и позитронов, равное 99).

Они показывают начальную стадию размывания функции распределения по энергии. Очевидно, имеют место два противоположных процесса : торможение основной массы электронов до малых энергий и ускорение позитронов до больших и, следовательно, до скоростей, близких к 1.

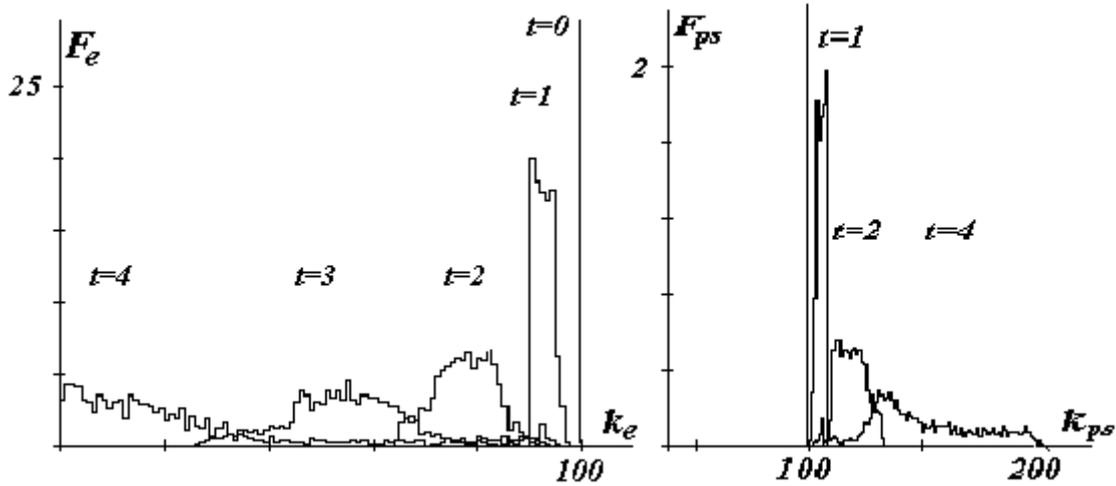


Рис.7 Распределение $F_e(k_e)$ электронов и $F_{ps}(k_{ps})$ позитронов по энергиям на моменты времени $t=0-4$

Последующую эволюцию распределений электронов $F_e(k_e)$, протонов $F_p(k_p)$ и позитронов $F_{ps}(k_{ps})$ демонстрируют рис. 8 – 10 (на рис.8 и 9 вертикальной чертой отмечено начальное значение энергии протонов, равное 2377).

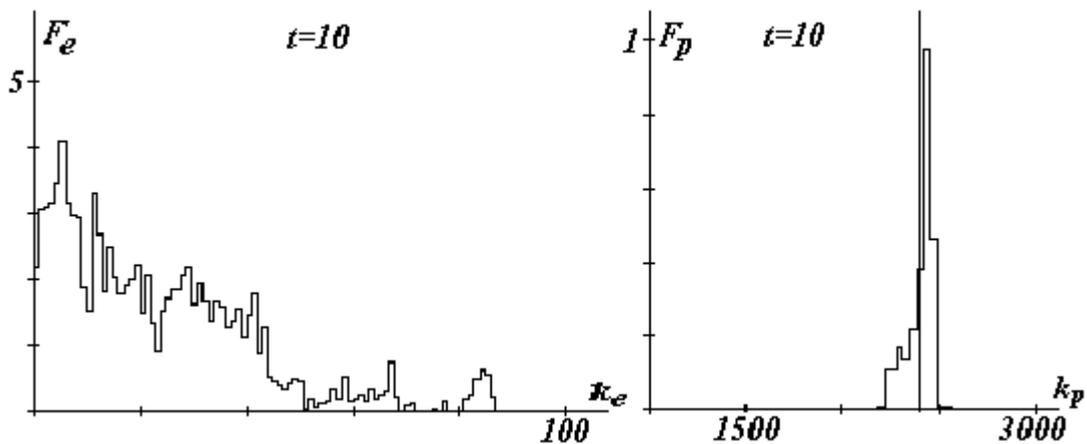


Рис.8 Распределение $F_e(k_e)$ электронов и $F_p(k_p)$ протонов по энергиям при $t=10$.

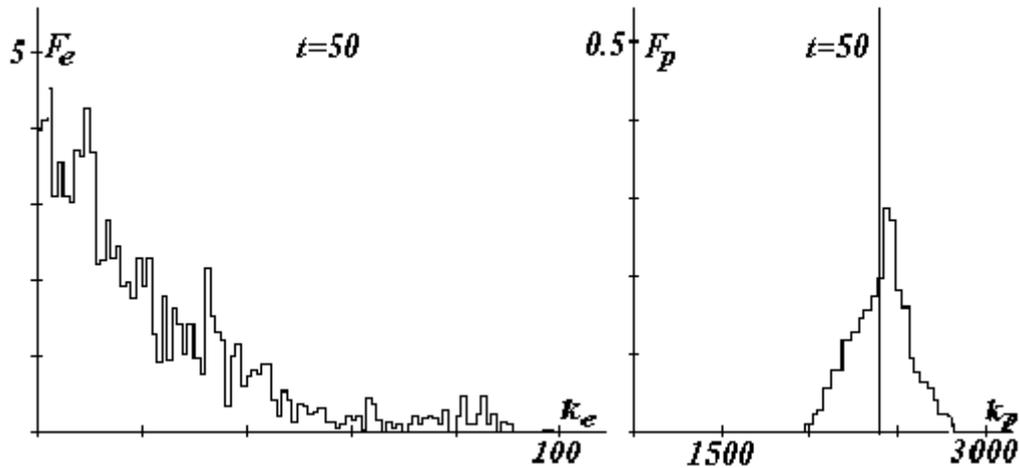


Рис.9 Распределение $F_e(k_e)$ электронов и $F_p(k_p)$ протонов по энергиям при $t=50$.

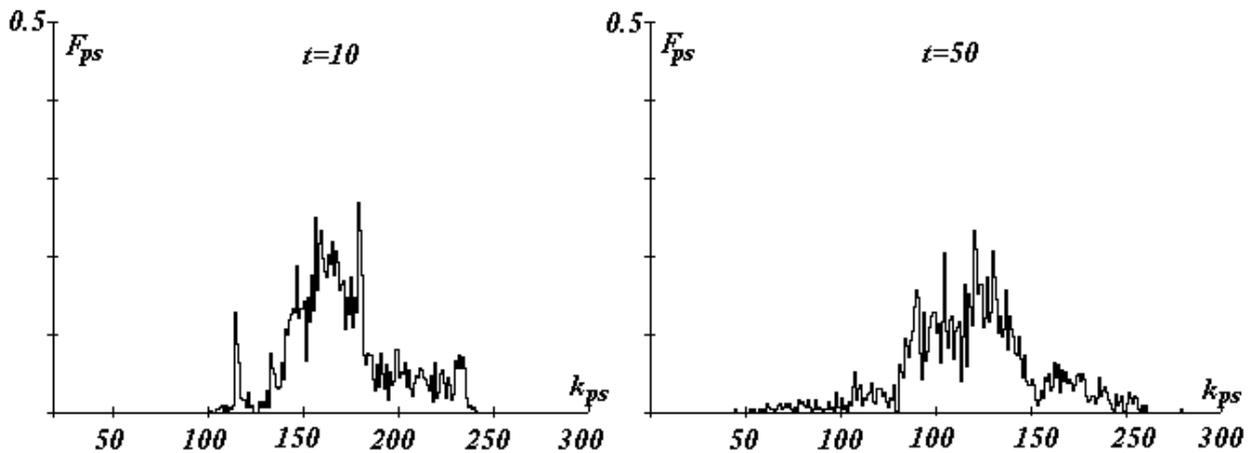


Рис.10 Распределение $F_{ps}(k_{ps})$ позитронов по энергиям при $t=10$ и $t=50$.

Благодаря создаваемому электронами полю основная масса позитронов приобретает энергию, существенно большую начальной (до 270 и выше, что означает увеличение скорости позитронов до 0.9999944) и, следовательно, летя со скоростью, не меньшей начальной, они создают для электронов поле, по крайней мере, не тормозящее. Поэтому возможно появление электронов (см. рис.9) со скоростью, близкой начальной. Лишь малая часть позитронов теряет энергию до 50 и меньше.

Отличие в распределении протонов по энергиям на момент $t=50$ для варианта [1] (без позитронов - сплошная линия) и данного варианта (пунктир) представлено на рис.11.

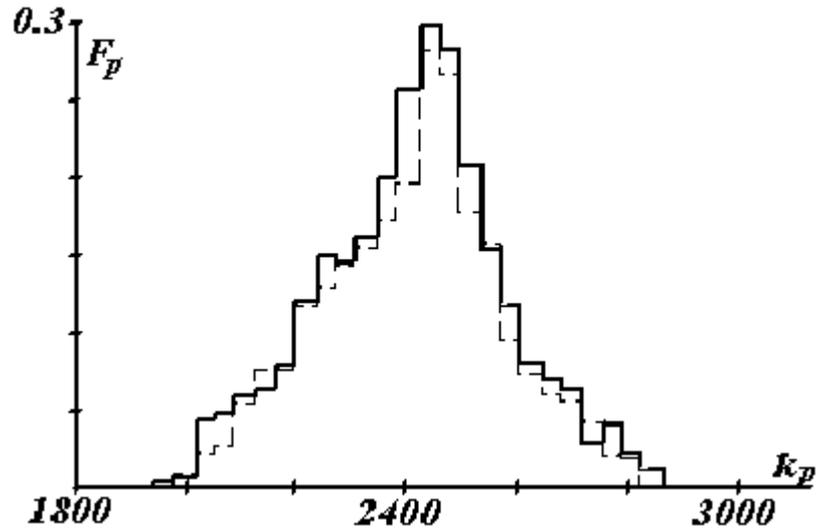


Рис.11 Распределение $F_p(k_p)$ протонов по энергиям при $t=50$.

При $t=50$ энергия протонов k_p лежит в диапазоне 1900 - 2900, т.е. отличается от начальной не более чем на 19%. В дальнейшем эта величина достигает 25%.

В работе не приводятся проекции фазового портрета электронной и протонной фракций на разные моменты времени т.к. принципиальных отличий от приведенных в [1] нет. В этом варианте расчета нас больше интересует поведение позитронов.

На рис.12 даны проекции: (P_z, z) , (P_r, z) , (P_z, r) , (P_r, r) фазового портрета позитронной фракции на момент $t=10$.

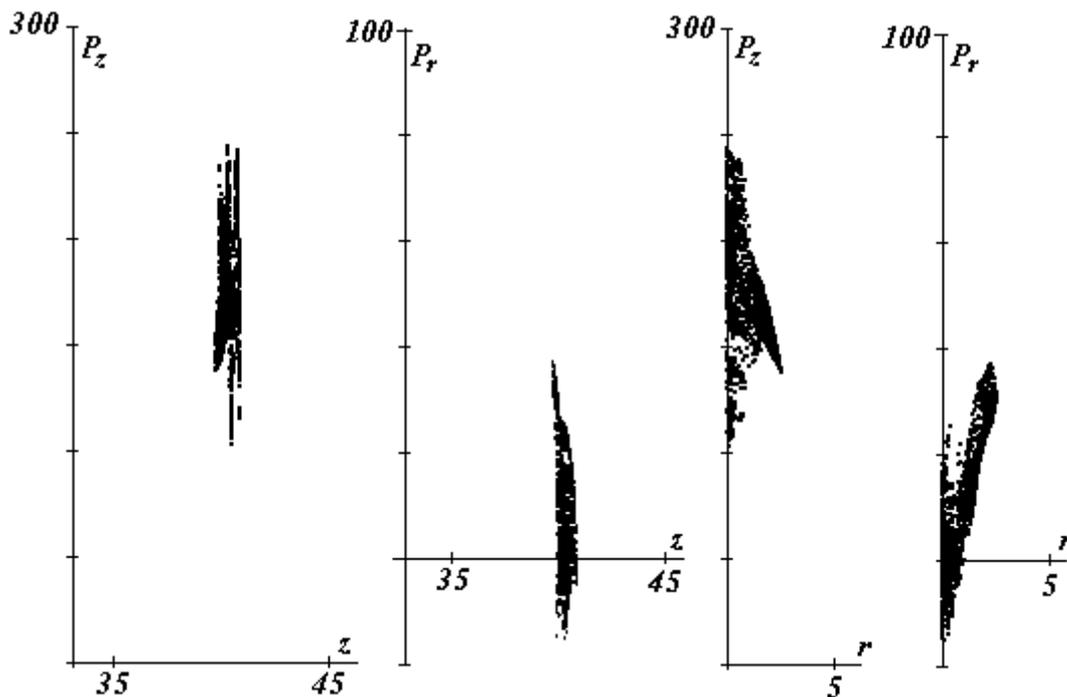


Рис.12 Проекция (P_z, z) , (P_r, z) , (P_z, r) , (P_r, r) фазового портрета позитронов при $t=10$.

На рис.13 изображено позитронное облако , а на рис.14, 15 - проекции: (P_z, z) , (P_r, z) , (P_z, r) , (P_r, r) фазового портрета позитронной фракции на момент $t=50$.

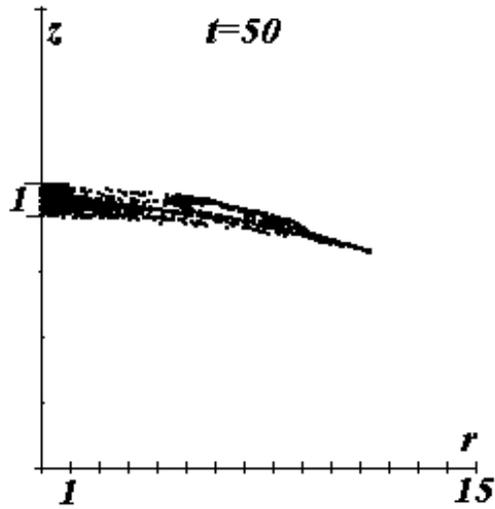


Рис.13 Позитронное облако на момент $t = 50$

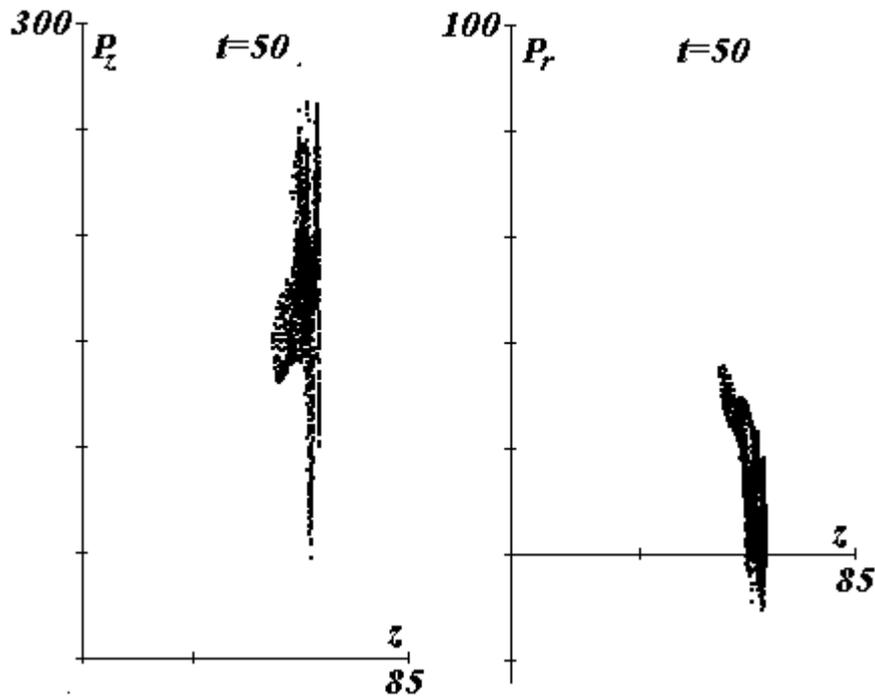


Рис.14 Проекция (P_z, z) , (P_r, z) фазового портрета позитронов при $t=50$.

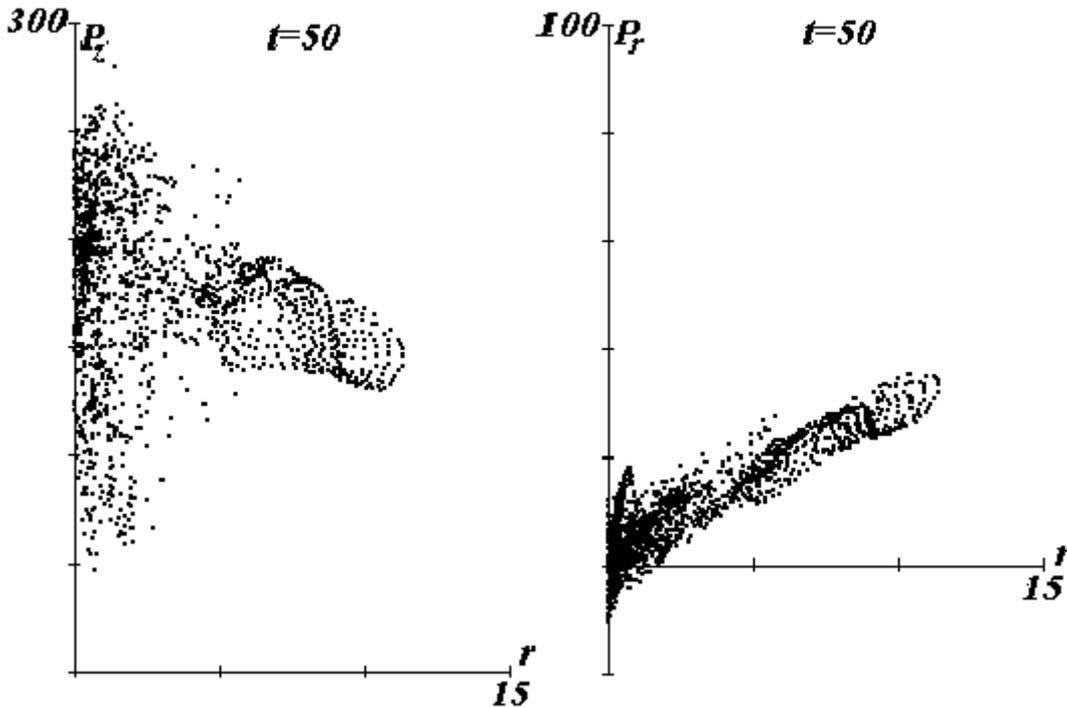


Рис.15 Проекция (P_z, r) , (P_r, r) фазового портрета позитронов при $t=50$.

§5 Заключение

Проведенные расчеты показали быструю эволюцию функций распределения по энергии протонов, электронов и позитронов, входящих в состав джета, относительно его размеров. Эволюция функции распределения протонов тем быстрее, чем выше начальная энергия электронов. Время эволюции определяется характерными размерами джета (диаметром). Возникающее электромагнитное излучение так же определяется размерами и лежит в области очень длинноволнового излучения. Хотя для объектов Галактики длина волны может быть более короткой и попадать в диапазон радиоизлучения, которое можно померить.

Другой важной особенностью рассмотренной модели является появление жесткого γ - излучения. Через характерное время 50 размывание функции распределения протонов по энергиям доходит до 400- 500 Мэв (см. например, рис.1). Тогда в столкновениях возможно рождение π -мезонов. Последующий их распад может привести к рождению жестких фотонов. Интересно отметить, что энергия фотонов может доходить до 400 Мэв. В последующих работах по рассчитанным функциям распределения будут сосчитаны угловые и дифференциальные распределения жесткого γ - излучения в данных моделях.

Литература

- [1] Гинзбург С.Л., Дьяченко В.Ф., Палейчик В.В., Судариков А.Л., Чечеткин В.М. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша №34 2002
- [2] Пол (M. Pohl) Plasma Turbulence and Energetic Particles in Astrophysics, (Ed. M. Ostrowski and R. Schlickeiser, Krakow, 1999) p.311
- [3] Галанин М.П., Торопин Ю.М., Чечеткин М.В., Астрон. журн. **76**, 143 (1999).
- [4] Дьяченко В.Ф., ЖВМ и МФ **4** , 622 (1985)

Содержание

§1 Введение	3
§2 Постановка задачи	4
§3 Влияние γ - фактора электронов на динамику протонов и электронов	5
§4 Влияние позитронов на динамику джета	8
§5 Заключение	14
Литература	15