

5/2

-74947

1946

45

74  
13679

**И Н С Т И Т У Т**  
**ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 62

А.З.Паташинский

**ОБ АДРОННОЙ ДИНАМИКЕ И ГИПОТЕЗЕ**  
**ПАТРОНОВ**

Новосибирск

1974

Листок возврата

774

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

ОБ АДРОННОЙ ДИНАМИКЕ И ГИПОТЕЗЕ ПАРТОНОВ

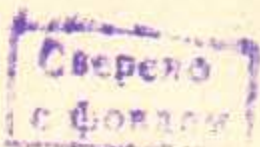
А.З.Паташинский

В партонной схеме описания адронных соударений исследуется вариант, когда характерное время партона уменьшается с его импульсом. В этом случае может произойти изменение характеристик инклюзивных спектров по сравнению с ранее известными за счёт взаимодействия в конечном состоянии. Получены инклюзивные спектры с растущей центральной областью и степенными законами инклюзивных сечений, а также степенная зависимость множественности от энергии. Найдена связь между адрон-адронными и адрон-ядерными сечениями.

А.З.Паташинский

А Н Н О Т А Ц И Я

В терминах партонных моделей исследуется качественно динамика соударения адронов с адронами и с ядрами при высоких энергия при предположении о сильном взаимодействии, изменяющем число партонов в процессе эволюции. Получен инклюзивный спектр с растущей с энергией центральной частью. Рассмотрено соударение адронов с ядрами и получены формулы для инклюзивных спектров в этом случае. Обсуждается возможная партонная структура адрона.



74947-74

УЧЕБНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
Физико-математический институт  
Библиотека

А.З.Паташинский

I. Цель настоящей статьи - обсудить некоторые детали партонных теорий и, в особенности, возможность изменения теории в её предсказаниях о спектре генерируемых частиц и множественности. Наши рассуждения носят эвристический качественный характер. Отправной точкой наших рассуждений служит теория в том виде, как она изложена, например, в лекциях Фейнмана /1/ и Грибова /2/. Конкретные квантовые числа партонов для дальнейшего несущественны, и этот вопрос игнорируется. Состояние двух соударяющихся адронов описывается как состояние, в котором имеются партоны в некотором интервале быстрот  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+K}{E-K}$ . Плотность чисел заполнения партонов постоянна в интервале  $y_{min} < y < y_{max}$ , где  $y_{min}$  и  $y_{max}$  - быстроты сталкивающихся частиц. В дальнейшем из каждого партона (или из каждых нескольких) образуется частица, так что для генерируемых частиц

$$n(y) = const \quad (1)$$

$$N = \int_{y_{min}}^{y_{max}} n(y) dy = const (y_{max} - y_{min}) \sim \ln E$$

Начальный спектр (2) партонных состояний ассоциируется с тонким диском, возникающим при соударении быстрых адронов (см. /1/, /3/). Представление о вылете партона и его последующем превращении в адрон основано на фактическом пренебрежении взаимодействием в конечном состоянии. В теории с достаточно слабым взаимодействием состояние "частица с импульсом  $P$ " означает, что возбужден в основном один (или несколько близких) осцилляторов поля. В такой теории можно надеяться на появление времени  $\tau_0$  релаксации состояния с малым импульсом в одну или несколько частиц

с малым импульсом. Для быстро движущейся частицы время релаксации релятивистски растягивается до  $\tau(E) = \frac{E}{m} \tau_0$ . Если бы вылетающие частицы образовывались по такой механике, быстрые партоны действительно вылетали бы из системы, не успев провзаимодействовать.

В партонной картине частица есть состояние возбуждения очень многих степеней свободы, так что спектр частот системы простирается до бесконечности. Для частицы с импульсом  $p$  мы выделяем флуктуации с масштабом  $\lambda$ , причем  $p > \lambda^{-1} \geq m$ . Спектр времен таких флуктуаций связан, в основном, с универсальными характеристиками (вакуум) системы и, как представляется естественным считать, лежит в интервале  $p > \tau^{-1} \geq m$ . Партонное описание, как известно, не является по форме лоренц-инвариантным. Дальше мы рассмотрим процесс соударения адронов, предполагая, такой спектр времен адронной системы. А именно, мы будем считать, что партонная конфигурация (или, что то же самое, партонная волновая функция) эволюционирует со временем, и при этом те детали этой конфигурации, которые относятся к импульсу  $q$ , имеют время релаксации  $\tau(q)$ , убывающее с ростом  $q$  (например, как  $\tau(q) \sim q^{-1}$ ). Предположение о таком характере релаксации партонной системы определяет дальнейшие построения. Пространственно-временная картина, в которой могут появиться такие свойства партонов, обсуждается в п.4.

2. Эволюцию партонного состояния мы представляем себе следующим образом (рис.1). В начальный момент партоны равномерно распределены по быстротам. Это соответствует концентрации энергии в тонком лоренцовском диске в  $\zeta$ -системе / 3/. Затем начинается пространственный разлет системы. Когда характерные продольные размеры имеют величину  $\lambda$ , партоны быстрой частицы с

импульсом  $p_{||} \gg \lambda^{-1}$  индивидуализируются, образуя "зародыш" этой частицы. Партоны, для которых  $p_{||} \ll \lambda^{-1}$ , коллективны и принадлежат всем вылетающим частицам, и их конфигурации такая же, как в начале (см.рис.2). Такая картина выделяет  $\zeta$ -систему, т.к. в этой системе малые скорости соответствуют коллективным партонам. Нижний и верхний участки на рис.2 изображают рождающиеся быстрые частицы, летящие вправо и влево в этой системе. Рассмотрим область, переходную между партонами "зародышей" будущих частиц и коллективизированными партонами. В этой области происходит сильное взаимодействие и рождаются новые партоны. Если число рождающихся партонов точно равно числу имеющихся зародышей, то возникает лишь группа быстрых частиц, и множественность не зависит от энергии  $E$ . Если же число рождающихся партонов больше, чем число имеющихся зародышей, то возникают новые зародыши. Пусть число новых зародышей, рождающееся на единичный интервал скоростей, есть  $\delta n(y)$ , а число уже имеющихся — есть  $n(y)$ . Если  $\delta n = \text{const}$  и не зависит от  $n$ , мы получим известную картину логарифмической множественности зародышей и частиц (см. формулы (1)). Если предположить, что число новых зародышей пропорционально числу уже имеющихся, то

$$\delta n(y) = - \frac{dn}{dy} dy = \lambda n$$

$$n(y) = \exp\{-\lambda(y - y_{\text{max}})\}$$
(2)

где  $y_{\text{max}}$  — максимальное значение скорости, с которого началось выделение зародышей ( $n(y_{\text{max}}) = 1$ ). Принимая, что каждый зародыш дает одну частицу в конце разлета, получим для плотности число рожденных частиц  $n_f(y)$

$$n_f(y) = \left(\frac{p_0}{p}\right)^\lambda$$
(3)

В области быстрот  $y \sim y_1$  верхняя и нижняя переходимые области соединяются. Простейшее предположение есть  $y_1 \sim 1$ . В этом случае спектр (3) занимает область от  $p \sim p_0$  ( $p_0 \sim E_{\text{ц}}$  - энергии в Ц-системе) до  $p \sim m$ , и множественность  $N$

$$N(E_{\text{ц}}) \sim E_{\text{ц}}^{\alpha} \quad (4)$$

Если размер  $\Delta y$  переходной области зависит от  $n$ , то возникает изменение спектра (3) при  $y_1$ , где  $y_1$  - корень уравнения

$$\Delta y(n) = y$$

Область быстрот  $y < y_1$  соответствует взаимодействию всех рождающихся частиц между собой. Такое сильное взаимодействие характерно для гидродинамических моделей, и можно ожидать, что расчеты этих моделей пригодны для описания в этой области быстрот.

При выводе формул (3) и (4) предполагалось, что зародыш становится одной частицей. Возможен, в принципе, вариант динамики, в котором зародыш сам распадается на зародыш следующего порядка, а те, в свою очередь, на зародыши третьего и т.д. Не рассматривая здесь этого случая более детально, укажем, что такой вариант соответствует некоторой статистической модели, при этом параметры ансамбля, дающего распределение по продольным импульсам, могут отличаться от таковых для поперечных импульсов и сорта частиц. Таким образом, учет взаимодействия может привести к изменению инклюзивных спектров - вместо равномерного распределения по быстротам и плато появляется более сложная картина. В Ц-системе в области больших импульсов  $p \gg p_1$  число рожденных частиц ведет себя как  $dn = \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\alpha} \frac{dp}{p}$ . В области  $p < p_1$  возможно появление гидродинамического процесса. Для такого процесса характерна зависимость вида

$$n(y) = f\left(\frac{y^2}{y_2}\right)$$

где функция  $f(x)$  медленно меняется в области  $x \sim 1$ , и быстро убывает при больших значениях аргумента. При  $y \sim y_1$  необходимо сплести этот спектр со спектром (3) при больших значениях быстрот.

Характерная особенность инклюзивных спектров, полученных нами, состоит в том, что центральная часть спектра, где рождается основная масса частиц, растёт с энергией соударения  $E_{\text{ц}}$

$$f(0) \sim \left(\frac{p_0}{p_{\text{чп}}}\right)^{\alpha} \sim E_{\text{ц}}^{\alpha}, \quad \text{а множественность } N \sim E_{\text{ц}}^{\alpha}$$

Процесс эволюции партонного состояния, описанный выше, имеет некоторую аналогию в описании турбулентности в теории Колмогорова [5]. Обсуждение этого вопроса см. раздел 4 работы.

При выводе формул предполагалось, что число частиц, генерируемых в единичном интервале быстрот, велико. Это означает, что

$$\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\alpha} \gg 1$$

в области степенного хвоста  $p \gg p_1$ . Величина  $p_1$ , где происходит встреча областей взаимодействия зародышей верхней и нижней частей рис.3, скорее всего не зависит от энергии соударения и определяется шириной пакета, имеющего одну степень свободы (см. обсуждение в конце статьи). Пусть  $p_1 \sim 1$  Гэв. Величина  $p_0$  порядка энергии  $E_{\text{ц}}$  соударяющихся частиц в Ц-системе и более точно может быть найдена из нормировки. Пусть

$E_i \sim E_{\text{ц}}$  - доля энергии  $E_{\text{ц}}$ , приходящаяся на данный тип частиц. Тогда

$$E_i = \int p_i dn_i \sim \frac{p_0 i}{1-\alpha}$$

По-видимому,  $\alpha = 2/3$ . Такая зависимость соответствует зависимости множественности от лабораторной энергии  $N \sim E_{\text{лаб}}^{1/3}$ , согласующейся с зависимостью адрон-ядерных сечений от атомного номера (см. п.3). Отсюда получаем, что  $p_0 \approx 0,5E$ . Для того,

чтобы в области  $p = 10$  Гэв на единичный интервал быстрот приходилась одна частица, необходимо иметь  $E_{\mathcal{L}} \approx 20$  Гэв. Эта оценка показывает, что при современных ускорительных энергиях можно ожидать лишь роста центрального "плато" в инклюзивных спектрах с энергией по закону, приближающемуся к найденному в статье с ростом энергии  $E_{\mathcal{L}}$ , и рост моментов спектра.

3. Динамика партонной конфигурации, рассмотренная в п.2, может проявиться в процессе столкновения быстрого адрона и ядра с атомным номером  $A$ . В схеме без взаимодействия и рождения новых партонов этот процесс рассмотрен Канчели /6/. При разумных энергиях можно пренебречь расширением радиуса адрона и поперечным слиянием адронов /2/. Эффективно процесс сводится к соударению быстрого адрона с  $\nu(A) \sim A^{1/3}$  адронами трубки, "выметаемой" в ядре. Канчели предположил, что в антилабораторной системе партонная конфигурация ядра имеет постоянную плотность партонов в области малых импульсов  $q$ , в которой длина волны  $\lambda \sim 1/q$  больше лоренц-сокращенного размера ядра  $\frac{\nu}{\rho_0}$  (мы используем систему единиц, где  $\hbar = c = 1$ ).

Мы примем гипотезу коллективизации партонов (см. также работу автора /7/). Исходную партонную конфигурацию мы представляем себе, как показано на рис.3. Имеется область, эквивалентная конфигурации в адрон-адронном соударении, в интервале быстрот от  $y_{min}$  до  $y_A$ , и область, где партоны ядерных нуклонов индивидуализованы. Соударение приводит к сближению адронов ядра. Место, где происходит переход от индивидуализованных к коллективным партонам, определяется наименьшим размером области, в которой в момент соударения оказывается система. Исходная конфигурация аналогична конфигурации при разлете, когда (для пар-

тонов ядра) уже произошло выделение части зародышей. Дальнейшая эволюция системы определяется исходной партонной конфигурацией и описана в п.2. В основной своей части эта конфигурация эквивалентна конфигурации, возникающей при соударении двух адронов с антилабораторной энергией  $E_{\text{антиЛ}} = \nu E_{\text{ЛЛБ}}$ . Отличие имеется в области быстрот  $y > y_A$ , а также в значении барионного заряда. При достаточно большой энергии, однако, основная часть частиц рождается вне интервала  $y \gg y_A$  и различием в барионном заряде можно пренебречь для соответствующих инклюзивных сечений (или учесть это различие). Сечения инклюзивных процессов (например, рождение  $\pi^-$ ), связанные с областью эквивалентности  $y < y_A$ , должны, таким образом, удовлетворять соотношению

$$\delta_{Ah}(E_{\text{ЛЛБ}}) = k \delta_{hh}(\nu E_{\text{ЛЛБ}}). \quad (6)$$

где  $k$  - коэффициент, связанный с геометрией ядра и представляющий отношение полных сечений  $\delta^{(tot)}$

$$\delta_{Ah}^{(tot)} = k \delta_{hh}^{(tot)}$$

В частности, спектр генерируемых частиц определим формулой  $dn = \delta^{(tot)} f(E, q) dq$ , где  $\delta^{(tot)}$  - полное сечение соударения. Для спектральной функции  $f$  имеем

$$f_{Ah}(E, q) = f_{hh}(\nu E, q) \quad (7)$$

Соотношение (6) означает, что сечения процессов зависят лишь от энергии  $\mathcal{L}$ -системы  $E_{\mathcal{L}} = \frac{\sqrt{s}}{2} \approx \nu m E_{\text{ЛЛБ}}$ .

Для множественности  $N$  получаем

$$N = \int f(E, q) dq; \quad N_{Ah}(E_{\text{ЛЛБ}}) = N_{hh}(\nu E_{\text{ЛЛБ}}) \quad (8)$$

Если, как в обычной схеме /6/,  $N \sim \ln E$ , то зависимость от адитивна. Если же, как в п.2

$$N \sim E_{\mathcal{L}}^{\alpha} \sim E_{\text{ЛЛБ}}^{\alpha/2},$$

то

$$N_{Ah}(E_{ЛЛБ}) \approx A^{2/3} N_{hh}(E_{ЛЛБ}) \quad (9)$$

По-видимому, экспериментальные данные лучше всего удовлетворяются значением  $\alpha = 2/3$ .

Формулы (7) и (9) могут быть проверены в современном эксперименте, поэтому обсудим область их применимости. Для применимости этих формул необходимо, чтобы область быстрот  $y < y_A$  давала основной вклад. В частности, если быстрота  $\zeta$ -системы  $y_\zeta$  лежит в области коллективных партонов, то эти формулы применимы к той части вторичных частиц, которые летят в  $\zeta$ -системе в направлении ускорительного адрона. Предлагается следующий критерий коллективизации партонов, порожденных  $\gamma$  адронами трубки. Если в некоторой лоренцовской системе время пролета ядра мало по сравнению с характерным временем  $\tau_0 \sim m^{-1}$ , то партоны с малыми в этой системе быстротами  $y$  коллективны. Та часть инклюзивного спектра, которая соответствует частицам с быстротами  $y < y_A$ , совпадает с соответствующей частью при адрон-адронном соударении с эффективной энергией  $\gamma E_{ЛЛБ}$  и, таким образом, универсальна. Мы запишем критерий, при выполнении которого максимум инклюзивного спектра, т.е. центр масс, лежит в области универсальности, т.е.  $y_A = y_\zeta$ . Получаем

$$\gamma_0^3(E) = E_{ЛЛБ} / 2m \quad (10)$$

Эта оценка показывает, что для Серпуховского ускорителя ( $E = 70$  ГэВ) в области  $A \approx 20$  происходит переход от универсального спектра вторичных частиц к спектру взаимодействия с ядерной материей. Представляет интерес на этой энергии изучить эволюцию инклюзивных спектров с номером  $A$  в этом районе ( $A \approx 10-40$ ). Для Батавии ( $E = 500$  ГэВ) универсальный спектр обрезается при

$A \approx 50-200$ . Если критерий

$$A < \gamma_0^3(E) \quad (11)$$

выполнен, то в результате столкновения происходит сжатие трубки до размеров меньших, чем определено релятивистским сокращением масштаба (например, в гидродинамической модели - до размеров, определенных энергией системы), так что возникает расширение области коллективизации. Такой процесс аннигиляции и коллективизации партонов, обратный процессу выделения зародышей, приводит к кумулятивному эффекту /8/ - генерации частиц, летящих в лабораторной системе назад. Спектр этих частиц в области существования эффекта должен совпадать со спектром, рожденным адроном, имеющим в антилабораторной системе энергию  $\gamma E_{ЛЛБ}$ .

Рассмотрим теперь ситуацию, когда  $A > \gamma_0^3$ . Теперь соударение с  $\gamma_0 \sim E^{1/3}$  адронами ядерной материи происходит, как с одним адроном. Естественно ожидать, что и сечение этого акта взаимодействия будет порядка адрон-адронных сечений, изменяющихся с энергией значительно медленнее, чем  $\gamma_0(E)$ . Это означает, что прозрачность ядра с  $A > \gamma_0^3$  должна расти с энергией и что эффективная длина пробега  $\ell \sim E^{1/3}$ .

Когда размеры ядра больше этой длины пробега, происходят соударения рожденных частиц с нуклонами ядра. Этот процесс ведет к увеличению множественности. На графиках зависимости множественности  $N_{Ah}$  от атомного номера  $A$  мишени при заданной энергии  $E$  при  $A > \gamma_0^3$  рост  $N_{Ah}$  должен пойти выше, чем при малых  $A$ . Для энергии  $E_{ЛЛБ} \sim 100$  ГэВ размеры ядер недостаточны для развития распада ( $\gamma/\gamma_0 \leq 3$ ).

4. В известных партонных моделях время релаксации партона растёт с ростом импульса  $p$ , так что партон ведёт себя

как точечная частица (например, как мюон в отношении времени распада). Мы, в отличие от этого, предположили, что время релаксации ведёт себя, как период осцилляции волны. Сама идея введения партонных состояний вызвана необходимостью описать адрон, как систему многих взаимодействующих степеней свободы.

— В теории свободного поля осцилляторы поля — плоские волны — абсолютно независимы и не имеют пространственной локализации. Нелинейные члены в лагранжиане взаимодействия, наоборот, диагонализуются локальными функциями, а для плоских волн приводят к корреляции их амплитуд и фаз. В общем случае невозможно представить поле в виде набора невзаимодействующих осцилляторов. Можно однако надеяться, что существует хотя бы такой набор степеней свободы, для которого взаимодействие было бы не очень сильным (порядка единицы). Эти степени свободы должны представлять собою волновые пакеты, обладающие определенной локализацией как в импульсном, так и в координатном пространстве. Мы предполагаем, что существуют такие степени свободы — волновые пакеты, каждый из которых имеет характерный импульс  $p$  и координату  $x$ . Пакет обладает локализацией  $\Delta x$  в координатном и  $\Delta p$  в импульсном пространстве, причем  $\Delta p \Delta x \sim 1$ .

С математической точки зрения высказанная выше гипотеза означает переход к некоторым удобным обобщенным координатам поля, как динамической системы. Вместо обычных плоских волн:

$$\psi_k e^{ikx}$$

вводятся величины  $C(t, k, x)$ :

$$C(t, k, x) = \int \psi(k, k') \psi_{k'}(t) e^{ik'x} \delta(k - k') \quad (II)$$

Размерность пространства удваивается — величины  $C(t, k, x)$  взаимодействуют не в координатном, а в фазовом пространстве.

Предполагается, что возможен выбор операторов  $\psi(k, k')$ , при котором взаимодействие введенных осцилляторов поля имеет конечный радиус в фазовом пространстве. Из соображений подобия в области значений  $k \gg m^{-1}$  следует ожидать, что спектр  $\psi$  пакета (II) универсален и  $\frac{\Delta k}{k}$  не зависит от  $k$ . Размер пакета в переменной  $y \approx \ln k/m$ , поэтому, есть  $\Delta y \sim 1$ . Партонными мы называем возбужденные состояния введенных осцилляторов поля. Партон локализован в области с линейным размером  $\Delta x$ . Для каждого партонного осциллятора введем быстроту  $y$ , которая по определению совпадает с быстротой адрона, имеющего импульс пакета. В импульсном пространстве партон занимает область с размерами  $\Delta p \sim p$  и, соответственно, в координатном пространстве область с размерами  $\Delta x \sim 1/p$ . Осциллятор имеет частоту  $\omega \sim p$ . Взаимодействуют лишь осцилляторы, соседние как в импульсном, так и в координатном пространстве. Уже в вакуумном состоянии осцилляторы возбуждены. Адронное состояние с импульсом  $p$  соответствует картине броуновского блуждания добавочного над вакуумом возбуждения осцилляторов. Переход возбуждения от пакета с импульсом к соседнему в  $x$ -пространстве с тем же импульсом есть пространственное движение партона, а переход возбуждения к пакетам с другими импульсами есть рождение и аннигиляция, т.е. движение партона в  $p$ -пространстве. Пакет с большим импульсом может размещаться внутри области, занимаемой пакетом с меньшим импульсом.

Партоны с близкими скоростями притягиваются. Это притяжение, как и определенность спектрального состава пакета, связано с компенсацией большой энергии образования виртуальных квантов "затравочных" полей большой энергией их взаимодействия. Быстрый



адрон есть стационарное состояние притягивающихся партонов, обладающее локализацией. При соударении двух адронов возникает возмущение этого стационарного состояния. Эволюция такой системы и описана в предыдущих разделах работы.

В спектре частиц, рожденных при соударении, выделили самую быструю (в  $\zeta$ -системе) частицу. Пусть быстрота этой частицы есть  $y_0$ . В процессе своего выделения из системы эта частица с вероятностью  $\alpha$  рождала по "лишнему" возбуждению партонов на всех быстротах  $y < y_0$ . Эти "лишние" партоны, превращаясь в частицы, также рождали новые "лишние" партоны. Каскадный процесс такого типа, приводящий к инклюзивному спектру вида

$$dn = \left(\frac{P}{p}\right)^{\alpha} \frac{dp}{p},$$
 и описан в разделе 2. Можно отметить некоторое сходство этой картины с картиной диффузии энергии по масштабам в теории турбулентности Колмагорова.

## Л и т е р а т у р а

1. R.P. Feynman. *Photon-Hadron Interaction*, Benjamin, Inc., 1972
2. В.Н.Грибов. Материалы Восьмой школы ЛИЯФ, Ленинград, 1973.
3. R.P. Feynman *Phys Rev. Lett.*, 23, 1415, 1969
4. Е.Л.Фейнберг. УФН, 104, 539, 1971.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Механика сплошных сред*, ГИИТЛ, Москва, 1954.
6. О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
7. А.З.Паташинский. Письма в ЖЭТФ, 19, 654, 1974.
8. А.М.Балдин, С.Б.Герасимов, Н.Гиорджеску, В.Н.Зубарев, Л.К.Иванова, А.Д.Кириллов, В.А.Кузнецов, Н.С.Мороз, В.Б.Радонаков, В.Н.Рамжин, В.С.Ставинский, М.И.Яцута ЯФ, 18, 79, 1973.



Рис 1

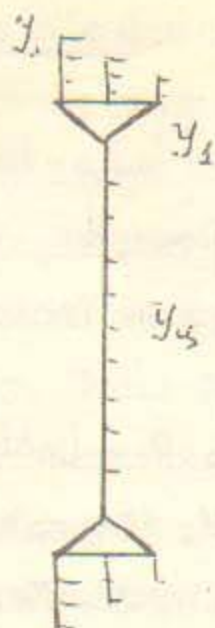


Рис 2.

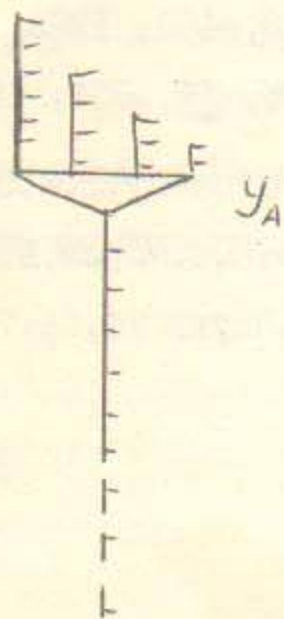


Рис 3

---

Ответственный за выпуск Г.А.Спиридонов  
 Подписано к печати 2.УШ-1974 г. МН 08394  
 Усл. 0,9 печ.л., тираж 150 экз. Бесплатно.  
 Заказ № 62

---