



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

№ 3-84

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

СБОРНИК

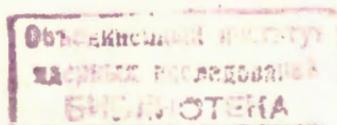
1984

Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 3 - 84

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION



Дубна 1984

Редакционный совет

Н.Н.Боголюбов	- председатель
А.М.Балдин	- зам.председателя
А.Н.Сисакян	- зам.председателя
Д.В.Ширков	- зам.председателя
В.А.Бирюков	- ученый секретарь

Р.А.Асанов	}	- члены совета
А.М.Говоров		
А.Д.Коваленко		
А.Б.Кузнецов		
Г.В.Мицельмахер		
Б.И.Пустыльник		
А.Б.Швачка		

Editorial Board

N.N.Bogolubov	- Chairman
A.M.Baldin	- Vice-Chairman
A.N.Sissakian	- Vice-Chairman
D.V.Shirkov	- Vice Chairman
V.A.Biryukov	- Scientific Secretary

R.A.Asanov	}	- Members of the Board
A.M.Govorov		
A.D.Kovalenko		
A.B.Kuznetsov		
G.N.Micelmacher		
B.I.Pustylnik		
A.B.Shvachka		

О Г Л А В Л Е Н И Е
C O N T E N T S

А.М.Балдин, Л.А.Диденко Описание множественного рождения частиц в пространстве относительных скоростей A.M.Baldin, L.A.Didenko Description of the Particle Multiple Production in the Relative Velocity Space	5
D.I.Kazakov, D.V.Shirkov Quark-Mass Effects in Scheme-Invariant Perturbation Theory	
Д.И.Казаков, Д.В.Ширков Массовые эффекты в схемно-инвариантной теории возмущений	17
H.N.Боголюбов /мл./ и др. Генерация сверхизлучения в системе с тремя разрешенными переходами N.N.Bogolubov, jr. et al. Generation of Superradiance in the System with Three Allowed Transitions.	26
C.Д.Калчев и др. Нейтронно-оптическая установка для определения степени электронейтральности нейтрона при помощи ультрахолодных нейтронов S.D.Kalchev et al. Neutron-Optical Device for Determining Neutron Electrical Neutrality by Means of Ultracold Neutrons.	33
B.A.Shahbazian, A.O.Kechechyan The Observation of a Possible Stable Dibaryon Б.А.Шахбазян, А.О.Кечечян Наблюдение возможного стабильного дибариона	42

ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В ПРОСТРАНСТВЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

А.М.Балдин, Л.А.Диденко

Предложено релятивистски-инвариантное описание множественных процессов в пространстве относительных четырехмерных скоростей $b_{ik} =$

$$= -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2, \text{ где } P_i - 4\text{-импульсы, } m_i - \text{массы}$$

частиц. Приведен новый метод выделения адронных струй и сформулирован принцип ослабления корреляций в пространстве b_{ik} , аналогичный принципу Боголюбова в статистической физике. Адроны и ядра трактуются как кварк-глюонные кластеры с $b_{ik} \ll 1$. Предлагаемые методы иллюстрируются на основе экспериментальных данных по множественному рождению в π^-C -взаимодействиях при импульсе пиона 40 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Description of the Particle Multiple Production
in the Relative Velocity Space
Baldin A.M., Didenko L.A.

Relativistically invariant description of multiple processes in the relative four-velocity space

$$b_{ik} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k}\right)^2, \text{ where } P_i \text{ is the four}$$

momentum and m_i - the particle mass, is suggested. The new method for description of the hadron jets is given and a principle of depletion of correlations in the b_{ik} space is formulated which is analogous to the Bogoliubov principle in statistical physics. Hadrons and nuclei are considered as quark-gluon clusters with $b_{ik} \ll 1$. The suggested methods are illustrated by the experimental data of multiple production in π^-C interactions at 40 GeV/c.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Обобщение масштабной инвариантности на процессы столкновения релятивистских ядер /1/ и проведение соответствующих экспериментов привели к обнаружению кумулятивного эффекта /2/. Кумулятивный эффект рассматривался уже в первых работах /3,4/ как результат столкновения на уровне партонов, входящих не только в отдельные нуклоны, но и в "капельки адронной материи" /или в многокварковые конфигурации/, по своей структуре сильно отличающиеся от свободных нуклонов. Отмечалось, что в ядрах существует два характерных масштаба импульсов, начиная с которых реализуется приближенная масштабная инвариантность. Один соответствует случаю, когда в качестве квазисвободных можно рассматривать нуклоны как целое, а другой - когда в качестве квазисвободных следует рассматривать конституенты нуклонов - партоны. Подчеркивалось, что выбивание нуклонов и ядерных фрагментов в столкновениях релятивистских ядер должно иметь много общих черт с выбиванием夸рков при столкновении адронов с большими передачами импульса.

Исследованием проблемы распределения夸рков в ядрах дубненские физики занимаются с 1970 г. /см., например, /4,5/ / на основе широких экспериментальных исследований в пучках релятивистских ядер синхрофазотрона. Выводы о существовании в ядрах многокварковых конфигураций были получены на основе данных по предельной фрагментации ядер /5,6/. Полученные в результате этой процедуры свойства структурных функций нашли недавно подтверждение в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах /7-9/. Это подтверждение не только свидетельствует в пользу существования многокварковых конфигураций в ядрах, но и вселяет уверенность в правильности наших представлений о природе предельной фрагментации ядер как о процессах стриппинга и подхвата на夸рк-глюонном уровне.

Фрагментационные процессы, происходящие при столкновении составных систем в релятивистской области, как было показано в работе /10/, удобно описывать с помощью переменных

$$b_{ik} = - \left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right)^2 = 2 \left[\frac{(P_i P_k)}{m_i m_k} - 1 \right], \quad /1/$$

где P_i, P_k - четырехмерные импульсы, m_i, m_k - массы частиц.

Сечения процессов фрагментации релятивистского ядра в инклузивном процессе

$$I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots$$

/2/

с образованием различных ядерных фрагментов 1 хорошо описываются как функции одной переменной b_{II} в области $0 \leq b_{II} \leq a$ с резким максимумом при $b_{II} = 0$. Величина $a = \frac{2\epsilon |m_1 - m_1|}{m_1 m_1}$ характеризует ширину узкого распределения по

углам и энергиям фрагментов 1. Здесь m_1 и m_1 - массы частиц, а ϵ - энергия связи фрагмента 1 в ядре I.

Общий характер этих выводов показывает, что именно величины $b_{ik}/1$, являющиеся квадратами разности 4-мерных скоростей, определяют величину амплитуд и тем самым силу взаимодействия.

С самого начала исследований ядерных реакций в релятивистской области было ясно, что при столкновении ядер как составных объектов величина передачи импульса - энергии не может служить критерием для перехода от квазичастиц-нуклонов к квазичастицам-кваркам. Передача импульса распределена между многими частицами, входящими в составной объект. Не случайно пучки ядер мы характеризуем энергией, приходящейся на один нуклон, так как энергию и импульс надо делить на число частиц внутри составного объекта, если столкновение рассматривается на уровне конституентов. Вместе с тем в релятивистской квантовой механике число частиц не является инвариантным понятием. Оно зависит от системы координат и, кроме того, с учетом кварк-антикваркового моря число частиц внутри аддона бесконечно. Единственной релятивистски-инвариантной мерой числа конституентов внутри составного объекта является его масса. В связи с этим используем энергию и импульсы адронов, отнесенные к единице массы, или четырехмерные скорости

$$u_i = \frac{p_i}{m_i}, \quad /3/$$

точнее говоря, квадраты расстояний в пространстве четырехмерных скоростей $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$. Наше основное условие

$$b_{ik} \gg 1, \quad /4/$$

как мера локальности взаимодействия адрона i с адроном k , имеет простой физический смысл: при достаточно больших относительных скоростях взаимодействие между кварками, входящими в объект i , и кварками, входящими в объект k , ослабевает настолько, что его можно рассматривать по теории возмущений на конституентном уровне /здесь $i, k = I, II, 1, 2, \dots$ / . Условие /4/ согласуется с современным пониманием асимптотической свободы. Бегущую константу связи в квантовой хромодинамике можно представить следующим образом:

$$\alpha_S = \frac{1,4}{\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} = \frac{1,4}{\ln \left[-\left(\frac{k}{\Lambda} - \frac{k'}{\Lambda} \right)^2 \right]}.$$

/5/

Если в этой формуле понимать под Λ характерную массу, а под k и k' - импульсы конституента адрона соответственно до и после столкновения, то формулу /5/ можно представить в виде

$$\alpha_S = \frac{1,4}{\ln b_{ik}}$$

/6/

и рассматривать b_{ik} как квадрат разности скорости исходного адрона $\frac{P_i}{m_i} = \frac{k}{\Lambda}$ и скорости выбитого кварка $\frac{P_k}{m_k} = \frac{k'}{\Lambda}$. В этом случае малость α_S характеризует слабость взаимодействия выбитого партона с адроном-родителем. Для того чтобы это взаимодействие можно было бы рассматривать по теории возмущений, необходимо, чтобы $b_{ik} \gg 1$. Из формулы /6/ следует характер ослабления взаимодействия адронов с увеличением их относительной скорости.

Следует отметить, что длина формирования адрона, то есть расстояние, на котором происходит адронизация или обесцвечивание, тоже пропорциональна b_{ik} . В системе покоя

частицы - родителя имеем $\frac{P_i}{m_i} = [1,0,0,0]$ и $b_{ik} = 2 \left[\frac{E_k}{m_k} - 1 \right]$. Или

для длины формирования получаем:

$$l_f \sim \frac{E_k}{m_k^2} = \frac{1}{2m_k} b_{ik}.$$

/7/

Если размер адрона R равен $\sim \frac{1}{m_k}$, то условие /4/ дает $l_f \gg R$.

/8/

Иначе говоря, адронизация кварка происходит за пределами адрона-родителя. Таким образом, условие /4/ характеризует процессы столкновения адронов, сопровождающиеся деконфайнментом кварков и глюонов.

Как отмечается в работе /11/, асимптотические режимы /деконфайнмент/ начинаются при $b_{ik} \geq 5$, то есть при энергиях, достигнутых на дубненском синхрофазотроне. Изложенные выше соображения позволяют предложить следующее описание процессов множественного рождения частиц при столкновении адронов и ядер.

Рассмотрим инвариантное сечение образования n -частиц как функцию распределения в пространстве относительных скоростей b_{ik} : $F(b_{11}, b_{11}, b_{12}, \dots, b_{11}, b_{12}, \dots, b_{12}, \dots)$. Для

сохранения преемственности с обычным описанием запишем
фазовый объем в виде

$$\prod_{i=1}^n \frac{d\vec{P}_i}{E_i} = \prod_{i=1}^n \frac{m_i^2}{2} \sqrt{b_{II} + \frac{b_{III}^2}{4}} db_{II} d\Omega. \quad /9/$$

Иногда полезно одну из угловых переменных тоже заменить на b_{III} :

$$\prod_{i=1}^n \frac{d\vec{P}_i}{E_i} = \left[\frac{m_i^2}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{b_{III} + \frac{b_{III}^2}{4}}} \right]^n \prod_{i=1}^n db_{II} db_{III} d\phi_i. \quad /10/$$

Основная цель перехода к переменным b_{ik} вместо обычных переменных-импульсы, энергии - состоит в том, что F монотонно и достаточно быстро убывает при $b_{ik} \rightarrow \infty$. Это свойство F можно представить как принцип ослабления корреляций, предложенный Н.Н.Боголюбовым^{/12/} в статистической физике.

Разобъем совокупность аргументов b_{ik} на ряд групп $\{... b_{ik}^a ... \}, \{... b_{ik}^B ... \}$ и рассмотрим асимптотический случай, когда расстояния b_{ik} между точками i и k из различных групп стремятся к бесконечности. На языке полевых переменных принцип ослабления корреляций формулируется как коммутация полевых функций с аргументами из различных групп. Допущение об асимптотической коммутации является универсальной закономерностью и приводит к факторизации F на множители, относящиеся к определенным группам. Как отмечалось в^{/11/}, это свойство F достаточно ярко проявляется уже при $b_{ik} > 5$ и хорошо согласуется с радиусом короткодействующих корреляций в пространстве быстрот $\Delta u \approx 1/2$ и с ограниченностью поперечных импульсов $\langle P_\perp \rangle \approx 0,4$ ГэВ/с при множественном образовании частиц. Это свойство позволяет дать новое релятивистско-инвариантное определение понятия струи.

Традиционный анализ струйного поведения вторичных частиц с помощью переменных "сферисити", "траст" и др. обычно проводится в с.ц.и. взаимодействующих объектов, поскольку в этой системе нет кинематических ограничений на углы разлета вторичных частиц. Рассматриваемые при этом переменные не являются лоренц-инвариантными и их значения сильно зависят от системы отсчета. Выделение же в каждом индивидуальном случае системы центра инерции в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях затруднительно. Поэтому предлагаемый метод инвариантного описания струй обладает неоспоримыми преимуществами при исследовании свойств струй в ядерных взаимодействиях.

Осью струи мы предлагаем назвать единичный четырехмерный вектор:

$$V = \sum_i u_i / \sqrt{(\sum_i u_i)^2}. \quad /11/$$

Суммирование здесь ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц.

Распределение частиц в струе предлагается расположить по переменной

$$b_k = -(V - u_k)^2. \quad /12/$$

Нетрудно показать, что наше определение оси струи /11/ соответствует минимуму величины $\sum_k b_k$. Распределение струй по отношению к оси реакции /2/ естественно расположить по переменным $(V - u_I)^2$ и $(V - u_{II})^2$.

Использовавшееся нами ранее определение кумулятивных струй /13/ соответствует новому определению струй. Мы определяем для струи кумулятивное число как

$$\beta_J = \sum_i \frac{E_i - P_{IIi}}{m_0}. \quad /13/$$

Эту величину можно представить в виде

$$\beta_J = \frac{\sum_i m_i (u_I u_I)}{m_0 (u_I u_{II})}. \quad /14/$$

Если струя состоит из одних пионов, то массу можно вынести за знак суммирования. Кроме того, масса кластера пионов, входящего в струю, равна

$$m_c = \sqrt{(\sum_i P_i)^2} = m_\pi \sqrt{(\sum_i u_i)^2}, \quad /15/$$

из формул /11/ и /14/ находим

$$\beta_J = \frac{m_\pi \sqrt{(\sum_i u_i)^2}}{m_0 \sqrt{(\sum_i u_i)^2}} \cdot \frac{\sum_i (u_I u_I)}{(u_I u_{II})} = \frac{m_c}{m_0} \frac{(u_I V)}{(u_I u_{II})}. \quad /16/$$

Отсюда ясно, что в предлагаемой методике кластер, входящий в струю, мы рассматриваем как обычный адрон.

В партонной модели адроны рассматриваются как кластеры кварков-партонов, относительными скоростями которых пре-небрегают. Принцип ослабления корреляций позволяет нам определить адроны как кластеры партонов с малыми относи-тельными скоростями b_{ik} , а деконфайнмент определить как

процесс, в результате которого появляются частицы с $b_{ik} \gg 5$. Распределение по b_{ik} дает нам представление о ферми-движении夸克ов и глюонов внутри адронов и ядер.

Необходимо, однако, подчеркнуть, что особого рассмотрения требуют корреляции в пространстве относительных скоростей, обусловленные законами сохранения энергии-импульса. Имеется в виду не столько кинематическая граница, сколько область малых масс партонов, где масса адрона не может служить хорошей характеристикой числа конституентов. Эту область следует исключить и рассмотреть особо. Определим эту область релятивистским-инвариантным образом через введенные выше переменные. Законы сохранения в партонных переменных имеют вид $x_1 P_I + x_2 P_{II} = \sum P_i$. Умножая на P_I , имеем $x_1 m_I^2 + x_2 (P_I P_{II}) = (P_I \sum P_i)$ или $x_1 m_I^2 + m_I m_{II} x_2 (u_I u_{II}) = m_I \sum_i m_i (u_i u_I)$. Мы рассматриваем случай предельной фрагментации, т.е. $(u_I u_{II}) \gg 1$. Откуда

$$x_2 \geq \frac{\sum_i m_i (u_i u_I)}{m_{II} (u_I u_{II})}. \quad /17/$$

В дальнейшем мы будем исключать области

$$\frac{\sum_i m_i (u_i u_I)}{m_{II} (u_I u_{II})} < 0,2 \quad \text{и} \quad \frac{\sum_i m_i (u_i u_{II})}{m_I (u_I u_{II})} < 0,2. \quad /18/$$

Далее мы представляем экспериментальный анализ множественного рождения частиц в пространстве относительных скоростей в реакции



при импульсе налетающего пиона 40 ГэВ/с. При этой энергии величина b_{II} равна 570.

Данные получены путем обработки снимков с 2-метровой пропановой камеры. Статистика событий составляет 8791 $\pi^- C$ -взаимодействие без взаимодействий π^- -мезонов с квазиволнистыми нуклонами ядер углерода. Методика эксперимента и особенности обработки данных описаны в работах ^{14/}. Протоны в нашем эксперименте идентифицируются в интервале импульсов $200 \leq P_{\text{лаб}} \leq 800$ МэВ/с.

1. На рис.1 показано распределение пар заряженных пионов в реакции ^{19/} по квадрату их относительной скорости b_{ik} . Из рисунка видно, что корреляционная функция двух пионов монотонно убывает с ростом относительных скоростей $b_{ik} \rightarrow \infty$, что находится в соответствии с принципом ослабления корреляций. Среднее значение b_{ik} равно 60+1. Представ-

Рис.1. Распределение пар заряженных пионов по квадрату их относительной скорости b_{ik} в π^- -С-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с.

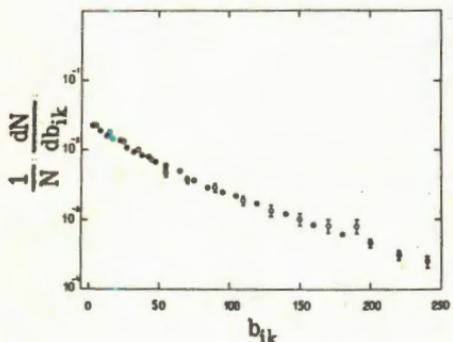
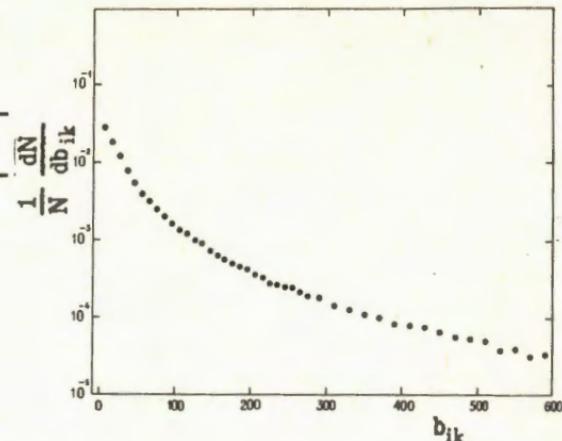


Рис.2. Распределение пар заряженных пионов с величиной $x \geq 0,2$ по квадрату их относительной скорости b_{ik} : (●) - в области фрагментации ядра углерода, (○) - в области фрагментации налетающего π^- -мезона.

ляет интерес рассмотреть распределение пар пионов по величине b_{ik} отдельно для области фрагментации ядра и области фрагментации налетающего пиона.

На рис.2 показаны распределения $\frac{dN}{db_{ik}}$ для пар заряжен-

ных пионов с величиной $x_i \geq 0,2$, образующихся в этих двух областях. Как видно из рисунка, представленные корреляционные функции имеют в пределах ошибок эксперимента одинаковую зависимость от величины b_{ik} как для области фрагментации ядра, так и для области фрагментации налетающего π^- -мезона. Эти распределения можно аппроксимировать функцией

$$F(b_{ik}) = A_1 \exp(-b_{ik}/\langle b_{ik} \rangle_1) + A_2 \exp(-b_{ik}/\langle b_{ik} \rangle_2). \quad /20/$$

Средние значения параметров $\langle b_{ik} \rangle$ равны: $\langle b_{ik} \rangle_1 = 1,6 \pm 0,2$, $\langle b_{ik} \rangle_2 = 43 \pm 2$ - для фрагментации π^- -мезона и $\langle b_{ik} \rangle_1 = 0,64 \pm 0,04$, $\langle b_{ik} \rangle_2 = 46 \pm 1$ - для фрагментации ядра углерода.

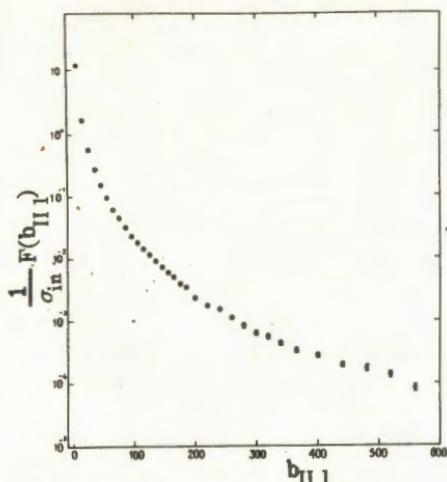


Рис.3. Зависимость инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от

переменной b_{II1} для заряженных пионов в π^-C -столкновениях при $P = 40$ ГэВ/с.

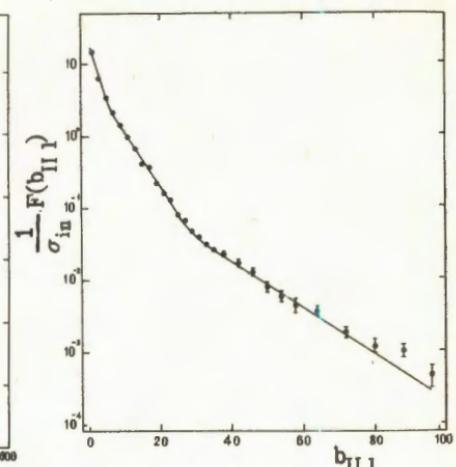


Рис.4. Зависимость инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от

переменной b_{II1} для π^\pm -мезонов с величиной $x \geq 0,2$, образующихся в области фрагментации мишени. Сплошная линия - результат аппроксимации экспериментальных данных аналитической зависимостью /20/.

2. На рис.3 показана зависимость инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от переменной b_{II1} для пионов, образующихся в реакции /16/ /индекс 1 относится к π^\pm -мезонам, II - к ядру углерода/

$$F(b_{II1}) = \int \frac{E d^3\sigma}{P^2 dP d\Omega} d\Omega = \int \frac{2}{m_1^2} \frac{1}{\sqrt{b_{II1} + \frac{b_{II1}^2}{4}}} \frac{d\sigma}{db_{II1} d\Omega} d\Omega. \quad /21/$$

Это распределение также монотонно убывает с ростом значений $b_{II1} \rightarrow \infty$. Среднее значение b_{II1} для всего ансамбля пионов в реакции /19/ равно $\langle b_{II1} \rangle = 8,76 \pm 0,03$.

На рис.4 и 5 представлены аналогичные зависимости для π^\pm -мезонов и протонов, образующихся в области фрагментации мишени, с величиной $x \geq 0,2$. Видно, что пионы имеют большие значения переменной $b_{II1} \gg 5$, т.е. рождаются в процессах, когда ядро можно рассматривать как слабо связанный

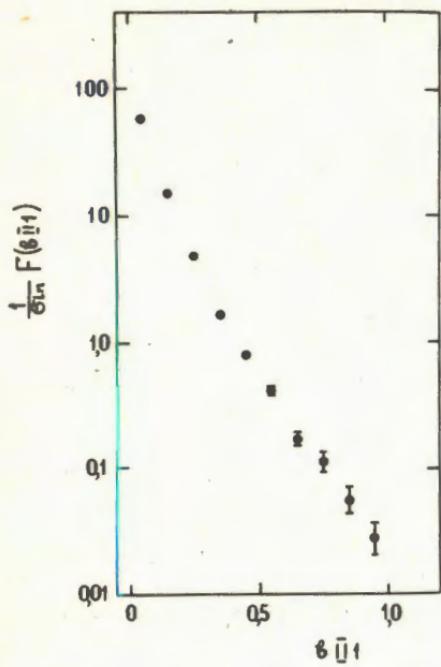


Рис.5. Зависимость инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dP^3}$ от переменной b_{II1} для протонов.

ную кварковую систему. Среднее значение b_{II1} для них составляет $4,32 \pm 0,01$. Величина b_{II1} для протонов при наших энергиях достигает в основном промежуточной области $0,1 < b_{II1} \leq 1$. Среднее значение b_{II1} для них равно $0,0933 \pm 0,0003$. Инвариантное сечение /21/ для π^\pm -мезонов, рожденных в области фрагментации ядра, можно аппроксимировать функцией

$$F(b_{II1}) = A_1 \exp\left(-\frac{b_{II1}}{\langle c_1 \rangle}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{b_{II1}}{\langle c_2 \rangle}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{b_{II1}}{\langle c_3 \rangle}\right). \quad /22/$$

Значения параметров $\langle c_1 \rangle /1 = 1,2,3/$ равны $\langle c_1 \rangle = 0,94 \pm 0,05$, $\langle c_2 \rangle = 4,5 \pm 0,1$, $\langle c_3 \rangle = 14 \pm 1$. Для отрицательных пионов эти величины составляют $\langle c_1 \rangle = 1,55 \pm 0,08$, $\langle c_2 \rangle = 4,8 \pm 0,3$, $\langle c_3 \rangle = 20 \pm 4$.

3. Мы попытались также проанализировать свойства пионных струй, образующихся в π^- -С-взаимодействиях /14/, в пространстве относительных скоростей.

Были выделены струи, образующиеся как в области фрагментации ядра, так и в области фрагментации налетающего π^- -мезона: к струе относились пионы с величиной $\chi \geq 0,2$. Анализировались струи с множественностью заряженных частиц $n_\pm \geq 2$.

На рис.6 приводится распределение отрицательных пионов в обеих струях по величине b_k /12/. Как видно из рисунка, эти распределения совпадают в пределах экспериментальных ошибок. Средние значения переменной b_k для всего ансамбля отрицательных пионов составляют $5,32 \pm 0,09$ в струях, образующихся в области фрагментации мишени, и $5,05 \pm 0,10$ - в струях, летящих по направлению движения налетающего пиона. В области значений $b_k \geq 4$ распределения π^- -мезонов

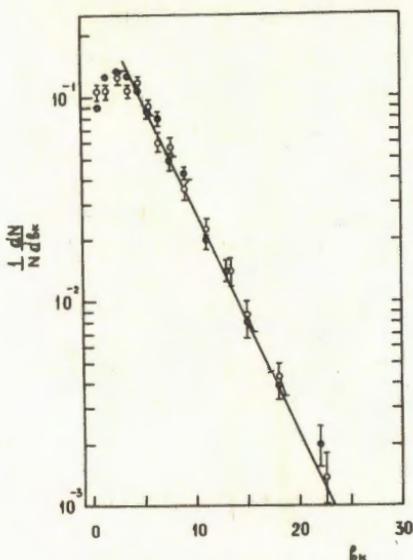


Рис.6. Распределение π^- -мезонов по величине b_k :
 (●) - в струях, образующихся в области фрагментации мишени; (○) - в струях, летящих по направлению движения первичного π^- -мезона. Прямая линия - результат аппроксимации данных экспоненциальной зависимостью.

нов $\frac{dN}{db_k}$ в обеих струях описываются экспоненциальной функцией

$$F(b_k) = A \exp(-b_k / \langle b_k \rangle) \quad /23/$$

со средним значением $\langle b_k \rangle$, равным ≈ 4 .

Таким образом, свойства обеих пионных струй, выраженные с помощью релятивистских инвариантных переменных, оказались подобными. Этот результат согласуется с данными, полученными ранее /13/.

В заключение авторы благодарят Сотрудничество по обработке снимков с пропановой камеры за предоставление экспериментального материала.

Литература

1. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике. ФИАН, М., 1971, с.35.
2. Baldin A.M. et al. Proc.Rochester Meeting APS/OPF, 1971, p. 131; ОИЯИ, Р1-5819, Дубна, 1971.
3. Балдин А.М. ОИЯИ, Р7-5808, Дубна, 1971.
4. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т. 8, с. 429.
5. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып.5, с. 950.
6. Baldin A.M. Proc. CERN-JINR School of Physics, CERN, Geneva 82-04, 1980, p. 1; JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.

7. Савин И.А. Труды VI Международного семинара по физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1-81-728, Дубна, 1981, с.223.
8. Aubert I.I. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p. 275.
9. Bodek A. et al. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p. 1431.
10. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, т. 222, с. 1064.
11. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984.
12. Боголюбов Н.Н. Избранные труды по статистической физике. Издательство Московского университета, 1979, с. 222.
13. Baldin A.M. et al. JINR, E1-84-317, Dubna, 1984.
Балдин А.М. и др. ЯФ, 1984, т. 39, с. 1215.
14. BBCDSSTTU-BW Collaboration. Phys.Lett., 1972, 39B, p. 371; Ангелов Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с. 1013.

Рукопись поступила 22 октября 1984 года.

QUARK-MASS EFFECTS IN SCHEME-INVARIANT
PERTURBATION THEORY

D.I.Kazakov, D.V.Shirkov

We report the results of massive generalization of the scheme-invariant perturbation theory that represents physical observables in terms of renormalization-scheme invariant quantities. For the functions depending on one invariant argument expressions which explicitly incorporate threshold effects are given. Analogous generalizations of equations relating scale parameters for different processes are obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Массовые эффекты в схемно-инвариантной теории возмущений

Д.И.Казаков, Д.В.Ширков

Представлены результаты массивного обобщения схемно-инвариантной теории возмущений, которая выражает физические наблюдаемые в терминах инвариантов схемы перенормировки. Для функций, зависящих от одного инвариантного аргумента, получены выражения, явным образом включающие пороговые эффекты. Приведены аналогичные обобщения уравнений, связывающих шкалы различных процессов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. Introduction

The results of renormalized perturbation theory as they are as well as improved by the renormalization group method (RGM)^{/1,2/} contain explicit dependence on the renormalization scheme employed. The problem of scheme dependence (SD) becomes important in QCD due to a rather large value of the effective coupling constant in the physical region of interest.

Recently this SD problem was attacked from a new standpoint^{/3,4/} which is equivalent to the introduction of a number of coupling constants each of which is attached to a single physical process (or situation). Each quantum-

field function or matrix element can then be expressed in a scheme-independent (SI) way in terms of its "own" coupling constant or scale parameter. The unity of the theory is provided by the set of SI relation between scale parameters of different processes.

All this formalism was developed^{/4,5/} in the massless case for single-argument objects within the RG technique. We shall call it the scheme-invariant perturbation theory (SIPT). The present paper contains the results of massive generalization of this SIPT.

The account of mass dependences can be made on the basis of RGM technique in the massive case developed by one of the authors several years ago^{/6/}. The foundations of such massive RGM were formulated in 50-ies^{/1,2/}. For example, the one-loop mass-dependent contributions to the invariant (effective) coupling constant, in a full analogy with massless case, are summed into a geometric progression. Technically this is achieved by solving the differential RG equations (first obtained in^{/1/}) containing a fixed renormalized pole mass. The above-mentioned geometric progression is an exact solution^{/7/} of this differential equation.

A two-loop solution of the mass-dependent equation for the coupling has been obtained in^{/6/} and has the form

$$\bar{a}_{RG}^{(2)} = \frac{\bar{a}}{1 - aA_1 + a\frac{A_2}{A_1} \ln(1 - aA_1)}, \quad (1)$$

where $A_\ell = A_\ell(Q^2, m^2, \mu^2)$ is a genuine 1-loop contribution to the PT expression: $\bar{a}_{PT} = \bar{a} + a^2 A_1 + a^3 (A_1^2 + A_2) + O(a^4)$.

Note that this result, on the one hand, contains only (mass-dependent) coefficients A_ℓ of perturbation series and at the same time in the pure logarithmic regions (when $A_\ell \approx \beta_\ell \ln Q^2 / \mu^2$) coincides with the well-known ultraviolet 2-loop expression for \bar{a} (see, e.g., Eq.(34) in^{/2/} or Eq.(43.12) in^{/8/}).

Analogous expressions were obtained^{/6/} for other single-argument functions possessing anomalous dimensions, e.g., for the moments of structure functions, of effective masses. In the one-loop approximation ($\Gamma_{PT} = 1 + aS_1(Q^2, m^2, \mu^2) + O(a^2)$)

$$\begin{aligned} \Gamma_{RG} &= \left(\frac{\bar{a}_{RG}}{a} \right)^{S_1/A_1} = [1 - aA_1(Q^2, m^2, \mu^2)]^{-a(Q^2)} \\ n(Q^2) &= \frac{S_1(Q^2, m^2, \mu^2)}{A_1(Q^2, m^2, \mu^2)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Eqs.(1) and (2) are a generalization of the corresponding massless eqs. Only for $m \rightarrow 0$, when $S \rightarrow \gamma_1 \ln Q^2 / \mu^2$, the exponent n becomes Q^2 -independent.

Eqs.(1) and (2) were obtained in the MOM-scheme. They can be reformulated in any other scheme, but will still be SD. Our aim is to avoid this SD. With this purpose we use the approach of ref.^{7,3,4,5}. Below we give a short review of this approach.

2. Scheme-Invariant Perturbation Theory

Consider a single-argument function R possessing zero anomalous dimension with the perturbative expansion

$$R_{PT}(Q^2, \dots, a) = a_i \{ 1 + a_i r_1^i(Q^2, \dots) + a_i^2 r_2^i(Q^2, \dots) \dots \}, \quad (3)$$

where the expansion parameter $a_i = \alpha_i / \pi$ as well as coefficients r_ℓ^i are SD, i being the index of the scheme. Differentiating eq.(3) with respect to $\ln Q^2$ and on the other hand, solving eq.(3) for a_i , i.e., expressing a_i in terms of a series over R , we come to the differential equation for R :

$$R' = F(R) = \sum_{\ell \geq 1}^{l_{\max}} R^{\ell+1} f_\ell, \quad (R' \equiv Q^2 \frac{dR}{dQ^2}) \quad (4)$$

which is explicitly SI. That means that all $f_\ell = SI$. Note that in the massless case all f_ℓ are constant.

Solution of eq.(4) can be given in the form

$$\beta_1 \ln \frac{Q}{\Lambda_R^2} = \frac{1}{R} - \frac{\beta_2}{\beta_1} \ln \left(1 + \frac{\beta_1}{\beta_2 R} \right) + I(R), \quad (5)$$

where $\beta_1 = \frac{11 - \frac{2}{3} f}{4}$ and $\beta_2 = \frac{102 - \frac{38}{3} f}{16}$ are one- and two-loop β -function coefficients respectively, and $I(R) = 0$ in the two-loop approximation. Here Λ_R is an integration constant which is directly connected with a given quantity i.e., with a given physical process. The relation between Λ_{SC} of any renormalization scheme and Λ_R is:

$$\beta_1 \ln \left(\frac{\Lambda_R}{\Lambda_{SC}} \right)^2 = r_1^{SC}. \quad (6)$$

At the same time the scales of different processes, say A and B are connected by the SI relation

$$\beta_1 \ln \left(\frac{\Lambda_A}{\Lambda_B} \right)^2 = r_{1A} - r_{1B} \quad (7)$$

valid in any order of PT.

To illustrate the application of SIPT, consider two examples of a perturbative calculation in QCD:

1) Υ -decay. The physical observable here is the ratio of widths:

$$R_\Upsilon = \frac{4a}{5\pi} \frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow ggg)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma gg)} = a(M_\Upsilon) [1 + (7.85 - 0.61f)a(M_\Upsilon)],$$

2) J/ ψ hyperfine splitting^{/9/}

$$R_\psi = \frac{a^2}{2\pi} \frac{\Delta E(\psi)}{\Gamma(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = a(m_c) [1 + (6.66' - 0.18f)a(m_c)],$$

where f is the flavour number. Experimental values are equal^{/10/} to $(4a/5\pi) \times 38.7$ and 0.21, respectively, with uncertainties which we put equal to $\pm 10\%$ on methodical grounds.

We use the following theoretical approaches:

(a) The second (next-to-leading) order RG perturbation theory $R_{RG} = a(1 + ar_1)$, where a is defined as a solution of the Eq.

$$\beta_1 \ln \frac{M^2}{\Lambda^2} = \frac{1}{a} - \rho \ln \left(1 + \frac{1}{a\rho} \right); \quad \rho = \frac{\beta_2}{\beta_1}. \quad (8)$$

(b) The scheme-invariant perturbation theory in 2-loop order combining Eqs. (5) and (6) yields R as a solution of

$$\beta_1 \ln \frac{M^2}{\Lambda^2} - r_1 = \frac{1}{R} - \rho \ln \left(1 + \frac{1}{\rho R} \right). \quad (9)$$

With the help of Eqs. (8) and (9) we obtain numerical values of Λ_{MS} presented in Fig.1, where error bars correspond to 10% data uncertainties.

We have also used for these two examples:

(c) The Stevenson optimization procedure^{/11/}. To a given order of PT it corresponds to the introduction of one additional parameter ξ in the RG solution

$$R_{RG} \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, a \right) = R(\xi, a \left(\frac{Q^2}{\xi \mu^2}, a \right))$$

in such a manner that $r_1(\xi) = r_1(1) + \beta_1 \ln \xi$.

Fig. 1

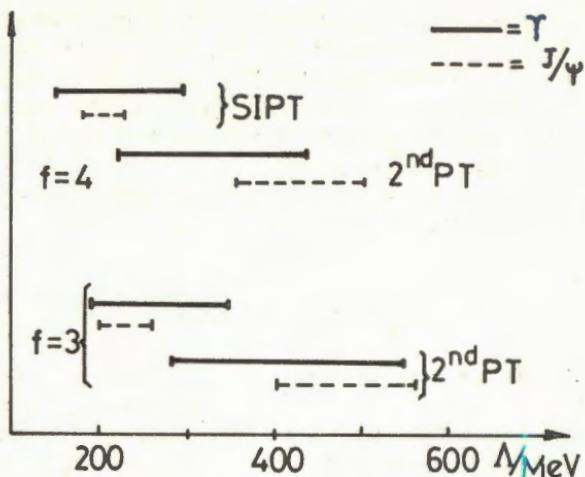
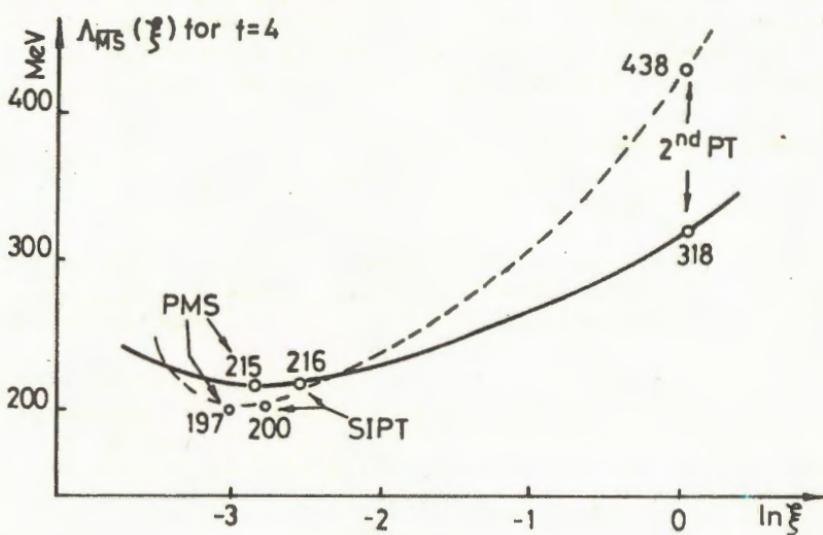


Fig. 2



The Stevenson "Procedure of Minimal Sensitivity" (PMS) determines the $\xi = \xi_0$ values from the condition $\Lambda'(\xi_0) = 0$. The "physical" value is then equal to $\Lambda(\xi_0)$.

In Fig. 2 the combination of results obtained by (a), (b) and (c) procedures are given (for $f = 4$). Curves represent $\Lambda(\xi)$ dependences. Marks "2nd PT" correspond to (a) procedure, "SI" - to (b) and "PMS" to (c).

It follows from this picture that SIPT gives results very close to the Stevenson PMS recipe but in contrast to it provides a simple analytical algorithm.

Note also that according to Fig.1 final results depend on the flavour number f . So, e.g., the mean values of $\Lambda_{\text{MS}}^{L/\psi} = 230 \text{ MeV}$ and 200 MeV for $f = 3$ and $f = 4$ respectively. Thus, it is evident that at the moment the theoretical "flavour number uncertainty" is of the same order as the experimental one.

Our next step is to consider this problem in the framework of SIPT.

3. The Account of Mass Dependence

First of all we have to fix the way of mass renormalization. We choose the pole mass most suitable for our programme. In other words we fix the subtraction procedure so that the fermion self-energy operator is subject to the condition $\Sigma(\hat{p} = m) = 0$. It turns out that this is the only subtraction we really need in the course of calculations.

The result of the usual quantum field perturbation theory for the R-function now has the structure

$$R_{PT}(Q^2, \dots) = a_1 - a_1^2 U_1^1(Q^2, m^2) + \\ + a_1^3 [(U_1^1)^2 - U_2^1(Q^2, m^2)] + O(a_1^4).$$

Note that our notation (according to ^{/12/}) includes the case of "no-charge renormalization", where $a = a_{\text{BARE}}$ and U_ℓ^{BARE} contains the singular dependence of regularization parameter.

Differentiating with respect to $\ln Q^2$ and reexpressing a_1 as a function of R and U_ℓ^1 we obtain quite similarly to the massless case eq.(4) with SI coefficients f_ℓ depending on Q^2/m^2 . After integrating this Eq. in 1-loop approximation ($\ell_{\max} = 1$) we obtain

$$R^{(1)}(Q^2, \dots) = \frac{1}{u_1(Q^2, \dots)}, \quad (10)$$

where u_1 differs from any of U_1^i by a constant $u_1 = U_1^i + c_1^i$ so that u_1 is an SI quantity depending on one free parameter, which can be chosen as a scale Λ_R or "R-process coupling constant". In the typical case

$$U_\ell^i(Q^2, \dots) = \beta_\ell(3) \ln \frac{Q^2}{\mu^2} - \sum_h I_\ell(\frac{Q^2}{m_h^2}) + V_\ell^i, \quad (11)$$

where $I_\ell(x)$ are heavy-quark contributions with properties $I_\ell(0) = 0$, $I_\ell(x) \rightarrow c_\ell \ln x + d_\ell$, as $x \rightarrow \infty$, and V_ℓ^i is a con-

stant (possibly singular) depending on the renormalization scheme.

At the same time u_1 instead of SD constant V_1^i contains SI constant and can be represented in the form

$$u_1(Q^2, m^2) = \beta_1(3) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{R3}^2} - \sum_h I_1(\frac{Q^2}{m_h^2}). \quad (12)$$

Here Λ_{R3} plays the role of "a scale parameter of R-process in the 3-flavour region". It is suitable for the discussion of confinement physics. On the other hand, one can choose as well

$$u_1(Q^2, m^2) = \beta_1(6) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{R6}^2} - \sum_h \tilde{I}_1(\frac{Q^2}{m_h^2}).$$

where $\tilde{I}_1(x) = I_1(x) - \frac{2}{3} \ln x - d_1 \rightarrow 0$ as $x \rightarrow \infty$. The latter choice is more convenient for extrapolation of it into a very high energy region, say, into the domain of GUT. The simple and convenient choice of integration constant is provided by the relation $u_1(Q^2, m^2) = 0$ for $Q^2 = \Lambda^2$:

$$u_1(Q^2, m^2) = \beta_1(3) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} - \sum_h \{ I_1(\frac{Q^2}{m_h^2}) - I_1(\frac{\Lambda^2}{m_h^2}) \}. \quad (13)$$

The mass-dependent result (10) is a generalization of the massless one-loop formula. In the 2-loop case the corresponding expression can also be obtained. We get instead of (10):

$$R^{(2)}(Q^2, m^2) = [u_1(Q^2, m^2) + \frac{u_2(Q^2, m^2)}{u_1(Q^2, m^2)} \ln u_1(Q^2, m^2)]^{-1}, \quad (14)$$

where u_2 corresponds to a pure 2-loop contribution U_2^i in the same way as u_1 to U_1^i . The relation between parameters for different processes has the form analogous to the massless case:

$$\begin{aligned} \beta_1(3) \ln(\frac{\Lambda_A^2}{\Lambda^2}) &= - \sum_h \{ I_{1B}(\frac{\Lambda_B^2}{m_h^2}) - I_{1A}(\frac{\Lambda_A^2}{m_h^2}) \} + \\ &+ V_{1B}^i - V_{1A}^i. \end{aligned} \quad (15)$$

while the corresponding relation between SI parameter Λ_R and SD parameter Λ^i for a given process R looks like:

$$\beta_1(3) \ln(\frac{\Lambda^i}{\Lambda_R^2}) = - \sum_h I_1(\frac{\Lambda_R^2}{m_h^2}) + V_1^i. \quad (16)$$

Eqs. (15), (16) correspond to the choice of u_1 as in eq. (13).

For the functions with anomalous dimensions

$$\Gamma_{PT}(Q^2, m^2, \dots) = 1 + a_1 S_1(Q^2, m^2) + a_1^2 S_2^1(Q^2, m^2) + \dots$$

in the 1-loop case we obtain the resulting expression

$$\Gamma^{(1)}(Q^2, m^2) = \Gamma_0 [u_1^\Gamma(Q^2, m^2, \Lambda_\Gamma^2)]^{n(Q^2)}, \quad n = \frac{s_1}{u_1}, \quad (17)$$

where s_1 is the SI function corresponding to the 1-loop contribution S_1^i and

$$(u_1^\Gamma)^{-1} = R_\Gamma = a_1 + a_1^2 \left\{ \frac{(S_2^i)'}{(S_1^i)'} - S_1^i \right\}$$

is the dimensionless amplitude of R-type (an analog of the effective coupling) specific to the considered Γ -amplitude. (All this construction is analogous to the massless case described in detail in paper /12/).

Here the only SD quantity is the constant factor Γ_0 . It is possible to write down the corresponding 2-loop expression parallel to the 2-loop generalization of Eq.(1). (See, e.g., Eq.(20) in ref. /6/).

4. Conclusion.

Our results consist of the set of Eqs.(14)-(17). They represent a massive generalization of the SIPT-formalism and contain threshold dependence via explicit functions I_ℓ , S_ℓ which can be calculated in perturbation theory. These final expressions, quite analogous to massive SD results of paper /6/, do not contain famous renormgroup β and γ functions, but just perturbative coefficients U_ℓ and S_ℓ .

The equations obtained can be used in QCD for the SI description of the Q^2 behaviour in the regions close to heavy quark creation threshold. They provide a continuous analytic interpolation between massless (logarithmic) expressions with different values of the flavour number.

It is interesting to note that the attractive idea of getting rid of SD from the renormalized quantum field theory can be considered without appeal to the renorm-group. This idea applied to usual perturbation expansions can be realized for elements of S-matrix and higher vertices which do not allow the renormgroup treatment.

It is rather evident that every such function Γ can be expressed in the SI way in terms of its own value Γ_0 taken at some fixed values of kinematical arguments. This can be done even out of the perturbation framework. However, the equation relating "coupling constants of different processes" seems to be simple only in perturbation theory.

References

1. Bogolubov N.N., Shirkov D.V. Doklady AN SSSR, 1955, vol.103, p.203.
2. Bogolubov N.N., Shirkov D.V. Nuovo Cim., 1956, vol.3, p.845.
3. Krasnikov N.V. CERN Preprint, TH-2119, Geneva, 1980.
4. Grunberg G. Phys.Lett., 1980, vol.95B, p.70.
5. Dhar A. Phys.Lett., 1983, vol.128B, p.407.
6. Shirkov D.V. Teor.Mat.Fiz., 1981, vol.49, p.291; also JINR, E2-81-274, Dubna, 1981 (in English).
7. Blank V.Z., Shirkov D.V. Nucl.Phys., 1956, vol.2, p.356.
8. Bogolubov N.N., Shirkov D.V. Introduction to the Theory of Quantized Fields. Inters.Pub., N.Y., 1959, Ch.8.
9. Mackenzie P.B., Lepage G.P. Phys.Rev.Lett., 1981, vol.47, p.1244; Buchmuller W., Ng Y.J., Tye S.-H.H. Phys. Rev., 1981, vol.D24, p.3003.
10. Berkelman K. In: Proc. XX Int.Conf.on High Energy Phys., Madison, 1980; Durand L., Pondrom L.G., eds. AIP, N.Y., 1981, p.1499.
11. Stevenson P.M. Phys.Rev., 1981, vol.D23, p.2916.
12. Dhar A., Gupta V. A New Perturbative Approach to Renormalizable Theories. Tata Inst. preprint TIFR/TH/83-18, 1983.

Received on October 11, 1984.

ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ
В СИСТЕМЕ С ТРЕМЯ РАЗРЕШЕННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Н.Н.Боголюбов /мл./, Е.К.Башкиров*, Фам Ле Киен*,
А.С.Шумовский

Исследован процесс сверхизлучения в трехуровневой системе. Описано явление конкуренции импульсов в системе с общим верхним уровнем, а также явление замедления сверхизлучения в системе с общим нижним уровнем. В общем случае найдено временное поведение интенсивности.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Generation of Superradiance
in the System with Three Allowed Transitions
N.N.Bogolubov, jr. et al.

The superradiation process in a three-level system is examined. The competition of pulses in the system with a common upper level and the limited superradiance in the case of the common lower level are described. The temporal behaviour of the intensity is obtained in the general case.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

В ряде недавних экспериментов удалось наблюдать явление сверхизлучения в трехуровневой системе /1, 2/ /криSTALL KCl с примесью O₂⁻/ . Как оказалось, такой процесс имеет ряд принципиальных отличий от случая сверхизлучения в двухуровневой системе. Прежде всего следует отметить наличие конкуренции импульсов различной частоты и значительные колебания времени задержки импульсов. Попытки теоретического объяснения этого явления связаны с использованием полуфеноменологического подхода, основанного на изучении приближенных решений марковского Master Equation³.

* Московский государственный университет

Вместе с тем метод исключения бозонных переменных /4/, обобщенный на случай сверхизлучательных систем в работе /5/, позволяет описывать динамику систем с произвольным числом уровней на основе точной иерархии кинетических уравнений /6/. В настоящей работе мы воспользуемся указанным подходом для исследования трехуровневой системы с тремя разрешенными переходами /см. рис.1/. Такую систему можно характеризовать гамильтонианом

$$H = H_M + H_F + H_{M-F},$$

$$H_M = \sum_{f=1}^N \sum_{a=1}^3 \epsilon_a^{(f)} R_{aa}^{(f)}, \quad H_F = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k,$$

/1/

$$H_{M-F} = \hbar N^{-1/2} \sum_{f, k} \sum_{1 \leq a < \beta \leq 3} g_{a\beta}^k \{ \exp(i \vec{k} \vec{x}_f) R_{\beta a}^{(f)} a_k^+ + \exp(-i \vec{k} \vec{x}_f) R_{a\beta}^{(f)} a_k^+ \},$$

где $a_k^+(a_k)$ - оператор рождения /уничтожения/ фотонов моды (k, μ) с частотой ω_k и поляризацией μ ; $R_{aa}^{(f)}$ - оператор населенности уровня с энергией $\epsilon_a^{(f)}$ в f -атоме; $R_{a\beta}^{(f)}$ - оператор перехода для f -го атома с уровня β на уровень a , удовлетворяющий коммутационным соотношениям

$$[R_{a\beta}^{(f)}, R_{a'\beta'}^{(f')}] = \{ R_{a\beta}^{(f)}, \delta_{\beta a'} - R_{a'\beta}^{(f)}, \delta_{a\beta} \} \delta_{ff'}, \quad /2/$$

\vec{x}_f - радиус-вектор f -го атома. Параметр диполь-фотонной связи

$$g_{a\beta}^k = \sqrt{\frac{2\pi\rho}{\hbar\omega_k}} \langle a | j_{a\beta} \vec{\theta}_\mu | \beta \rangle,$$

где ρ - плотность излучателей, $j_{a\beta}$ - оператор плотности тока перехода $a - \beta$.

Ограничимся исследованием динамики спонтанного коллективного излучения, т.е. будем считать, что в начальный момент времени излучение отсутствует. Тогда в соответствии

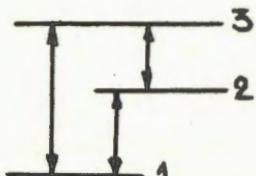


Рис.1. Схема энергетических уровней.

с методом исключения бозонных переменных^{/4-6/} для произвольного оператора Θ М-подсистемы имеем точную иерархию кинетических уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle \Theta_t \rangle + (i\hbar)^{-1} \langle [H_M, \Theta_t] \rangle = & \sum_{k, \nu, \nu'} \int_{-\infty}^t d\tau e^{-i\omega_k(t-\tau)} \{ F_k(\nu, \nu') \times \\ & \times \sum_{\alpha < \beta} \sum_{\alpha' < \beta'} g_{\alpha\beta}^k g_{\alpha'\beta'}^k \langle [R_{\beta\alpha}(\nu)_t, \Theta_t] R_{\alpha'\beta'}(\nu')_r \rangle + \\ & + \sum_{k, \nu, \nu'} \int_{-\infty}^t d\tau e^{i\omega_k(t-\tau)} \{ F_k(\nu, \nu') \times \\ & \times \sum_{\alpha < \beta} \sum_{\alpha' < \beta'} g_{\alpha\beta}^k g_{\alpha'\beta'}^k \langle R_{\beta\alpha}(\nu)_r [\Theta_t; R_{\alpha'\beta'}(\nu')_t] \rangle. \end{aligned} \quad /3/$$

Здесь $R_{\alpha\beta}(\nu)$ - коллективные операторы^{/5/}

$$R_{\alpha\beta}(\nu) = \sum_f R_{\alpha\beta}^{(f)} e^{i\nu \vec{x}_f} \quad (\alpha \geq \beta),$$

$$R_{\alpha\beta}(\nu) = \sum_f R_{\alpha\beta}^{(f)} e^{-i\nu \vec{x}_f} \quad (\alpha < \beta), \quad /4/$$

и вектор $\vec{\nu}$ соответствует N модам в объеме V_c резонатора;
 $\nu_i = 2\pi n_i / L_i$, $i = x, y, z$; $n_i = 1, 2, \dots$; $V_c = \prod L_i$. Функция $F_k(\cdot)$ имеет вид $F_k(\nu, \nu') = N^{-1} \phi(\vec{k} - \vec{\nu}) \phi^*(\vec{k} - \vec{\nu}')$, где $\phi(\vec{k}) = N^{-1} \sum f e^{i\vec{k} \vec{x}_f}$.

Из /2/ и /4/ коммутационные соотношения для коллективных операторов имеют вид

$$[R_{\alpha\beta}(\nu), R_{\alpha'\beta'}(\nu')] = R_{\alpha\beta}(\Lambda S(\alpha, \beta')) \delta_{\alpha'\beta'} - R_{\alpha'\beta'}(\Lambda S(\alpha', \beta)) \delta_{\alpha\beta}, \quad /5/$$

$$\text{где } S(p, q) = \begin{cases} 1 & p \geq q \\ -1 & p < q \end{cases}, \quad \text{и } \Lambda \equiv \nu S(\alpha, \beta) + \nu' S(\alpha', \beta').$$

Исследуем решения уравнения /3/ в "нулевом приближении"^{/5/}:

$$R_{\alpha\beta}(\nu)_r = R_{\alpha\beta}(\nu)_t e^{i\omega_{\alpha\beta}(t-r)} e^{-(t-r)/2T} \quad (\alpha < \beta),$$

$$R_{\alpha\beta}(\nu)_r = R_{\alpha\beta}(\nu)_t e^{-i\omega_{\alpha\beta}(t-r)} e^{-(t-r)/2T} \quad (\alpha > \beta),$$

где $\omega_{\alpha\beta}$ - частота перехода $\alpha - \beta$, а T - параметр лоренцевского неоднородного уширения. Теперь уравнение /3/ пре-

образуется к виду

$$\frac{d}{dt} \langle \Theta_t \rangle = (i\hbar)^{-1} \langle [\Theta_t; H_{M_t}] \rangle +$$

$$+ \sum_{\nu} \sum_{\alpha < \beta} \Gamma_{\alpha\beta}(\nu) \langle [R_{\beta\alpha}(\nu); \Theta] R_{\alpha\beta}(\nu) \rangle + \sum_{\nu} \sum_{\alpha < \beta} \Gamma_{\alpha\beta}(\nu) \langle [R_{\beta\alpha}(\nu), \Theta] R_{\alpha\beta}(\nu) \rangle. \quad /6/$$

Здесь

$$\Gamma_{\alpha\beta}(\nu) = \gamma_{\alpha\beta}(\nu) - iQ_{\alpha\beta}(\nu),$$

$$\gamma_{\alpha\beta}(\nu) = \frac{4T\rho^{-1}}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \frac{(g_{\alpha\beta}^k)^2 |\phi(\vec{k} - \vec{\nu})|^2}{1 + 4T^2(\omega_k - \omega_{\alpha\beta})^2},$$

$$Q_{\alpha\beta}(\nu) = \frac{8T\rho^{-1}}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \frac{(g_{\alpha\beta}^k)^2 |\phi(\vec{k} - \vec{\nu})|^2 (\omega_k - \omega_{\alpha\beta})}{1 + 4T^2(\omega_k - \omega_{\alpha\beta})^2}.$$

При выводе /6/ мы пренебрегли членами с $\nu' \neq \nu$, $\alpha' \neq \alpha$, $\beta' \neq \beta$ в силу их малости. Будем рассматривать трехмодовое приближение. В этом случае уравнение /3/ принимает вид

$$\frac{d}{dt} \langle \Theta_t \rangle = (i\hbar)^{-1} \langle [\Theta_t; H_{M_t}] \rangle +$$

$$+ \sum_{\alpha < \beta} \frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{2} \langle [R_{\beta\alpha}; \Theta] R_{\alpha\beta} \rangle + \sum_{\alpha < \beta} \frac{\Gamma_{\alpha\beta}}{2} \langle R_{\beta\alpha} [\Theta, R_{\alpha\beta}] \rangle. \quad /7/$$

Полагая здесь $\Theta = R_{aa}$ ($R_{aa} \equiv \sum R_{aa}^{(f)}$) /a = 1, 2, 3/, получаем уравнение для средних населённостей атомных уровней

$$\frac{d}{dt} \langle R_{aa} \rangle = \sum_{\beta(\beta > a)} \gamma_{\alpha\beta} \langle R_{\beta\alpha} R_{\alpha\beta} \rangle - \sum_{\beta(\beta < a)} \gamma_{\alpha\beta} \langle R_{\alpha\beta} R_{\beta\alpha} \rangle. \quad /8/$$

Для корреляторов $\langle R_{\beta\alpha} R_{\alpha\beta} \rangle$ находим с помощью /7/

$$\frac{d}{dt} \langle R_{\beta\alpha} R_{\alpha\beta} \rangle = \gamma_{\alpha\beta} \langle R_{\beta\alpha} (R_{\beta\beta} - R_{aa}) R_{\alpha\beta} \rangle. \quad /9a/$$

Используя для тройных корреляторов в /9a/ расцепление

$$\begin{aligned} \langle R_{\beta\alpha} (R_{\beta\beta} - R_{aa}) R_{\alpha\beta} \rangle &= \langle R_{\beta\alpha} R_{\alpha\beta} (R_{\beta\beta} - R_{aa} - 2) \rangle \approx \\ &\approx \langle R_{\beta\alpha} R_{\alpha\beta} \rangle \langle (R_{\beta\beta} - R_{aa} - 2) \rangle, \end{aligned}$$

получаем

$$\frac{d}{dt} \langle R_{\beta\alpha} R_{\alpha\beta} \rangle = \gamma_{\alpha\beta} \langle R_{\beta\alpha} R_{\alpha\beta} \rangle \langle (R_{\beta\beta} - R_{aa} - 2) \rangle. \quad /96/$$

Вводя обозначения $X_a = \langle R_{aa} \rangle$ и $Y_{\alpha\beta} = \langle R_{\beta a} R_{a\beta} \rangle$ ($a < \beta$), перепишем систему уравнений /8/, /9/ в виде

$$\dot{X}_1 = \gamma_{13} Y_{13} + \gamma_{12} Y_{12},$$

$$\dot{X}_2 = \gamma_{23} Y_{23} - \gamma_{12} Y_{12},$$

$$\dot{X}_3 = -\gamma_{13} Y_{13} - \gamma_{23} Y_{23},$$

$$\dot{Y}_{13} = \gamma_{13} (X_3 - X_1 - 2) Y_{13},$$

/10/

$$\dot{Y}_{23} = \gamma_{23} (X_3 - X_2 - 2) Y_{23},$$

$$\dot{Y}_{12} = \gamma_{12} (X_2 - X_1 - 2) Y_{12}.$$

Кроме того, имеет место естественное дополнительное условие равенства суммарной населенности уровней полному числу излучателей: $X_1 + X_2 + X_3 = N$. Легко заметить, что интенсивности коллективного излучения на переходах 1-3, 1-2 и 2-3 имеют вид

$$I_1 = \hbar \omega_{13} \frac{d}{dt} \sum_{k_{13}} \langle a_{k_{13}}^+ a_{k_{13}} \rangle = \hbar \omega_{13} \gamma_{13} Y_{13},$$

$$I_2 = \hbar \omega_{12} \frac{d}{dt} \sum_{k_{12}} \langle a_{k_{12}}^+ a_{k_{12}} \rangle = \hbar \omega_{12} \gamma_{12} Y_{12},$$

/11/

$$I_3 = \hbar \omega_{23} \frac{d}{dt} \sum_{k_{23}} \langle a_{k_{23}}^+ a_{k_{23}} \rangle = \hbar \omega_{23} \gamma_{23} Y_{23}, \quad k_{a\beta} = \omega_{a\beta} / c.$$

Аналитическое решение системы /10/ неизвестно. Поэтому ниже мы рассмотрим результаты численного решения уравнений /10/ и их подстановки в соотношения /11/ для системы с $N = 200$ при различных начальных состояниях атомной подсистемы.

1. В начальный момент времени все излучатели находятся на верхнем уровне и поляризация равна нулю, т.е. $X_1(0) = X_2(0) = 0$, $X_3(0) = N$, $Y_{13}(0) = Y_{12}(0) = Y_{23}(0) = 0$.

В зависимости от соотношения вероятностей спонтанного распада в системе возможны один, два и три коллективных импульса. В случае $\gamma_{13} = 0$ в системе происходит каскадное излучение /3-2-1/. Данный процесс был исследован на основе обобщенного уравнения для системы "атом+поле" в работе /8/. Для $\gamma_{12} = 0$ трехуровневая система имеет общий верхний уровень 3. На рис.2 показаны зависимости $I_1(t)/\hbar \omega_{13}$ и $I_2(t)/\hbar \omega_{23}$ для системы с $\gamma_{13}/\gamma_{23} = 1,1$. При увеличении отношения γ_{13}/γ_{23} коллективный импульс на переходе 1-3

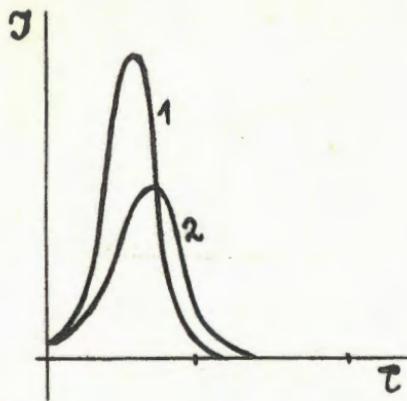


Рис.2. Зависимости безразмерных интенсивностей $J_1 = I_1/\hbar\omega_{13}$ /кривая 1/, $J_2 = I_3/\hbar\omega_{23}$ /кривая 2/ от безразмерного времени $t = t\gamma_{23}$ для системы с $N = 200$, $\gamma_{13}/\gamma_{23} = 1,1$ и $\gamma_{12} = 0$.

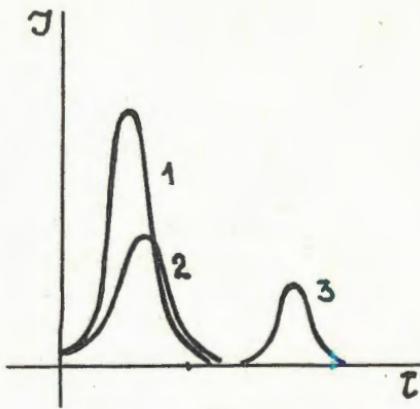


Рис.3. Зависимости безразмерных интенсивностей $J_1 = I_1/\hbar\omega_{13}$ /кривая 1/, $J_2 = I_2/\hbar\omega_{12}$ /кривая 3/ и $J_3 = I_3/\hbar\omega_{23}$ /кривая 2/ от безразмерного времени $t = t\gamma_{13}$ для системы с $N = 200$ и $\gamma_{23} : \gamma_{13} : \gamma_{12} = 1:1,1:1,2$.

подавляет коллективное излучение на переходе 2-3, имеющем меньшую вероятность спонтанного распада. На рис.3 представлены интенсивности $I_1(t)/\hbar\omega_{13}$, $I_2(t)/\hbar\omega_{12}$ и $I_3(t)/\hbar\omega_{23}$ в зависимости от времени; кривые получены при $\gamma_{13} : \gamma_{23} : \gamma_{12} = 1,1:1:1,2$. Соотношение амплитуд трех коллективных импульсов определяется соотношением вероятностей спонтанного распада для соответствующих переходов.

2. В начальный момент времени населенности верхних уровней одинаковы и равны $N/2$: $X_2(0) = X_3(0) = N/2$, $X_1(0) = 0$, $Y_{13}(0) = Y_{12}(0) = Y_{23}(0) = 0$. Для простоты предположим, что $\gamma_{23} = 0$. На рис.4 и 5 представлены зависимости интенсивностей $I_1(t)/\hbar\omega_{13}$, $I_2(t)/\hbar\omega_{12}$ и населенностей верхних уровней $X_3(t)$, $X_2(t)$ для системы с $\gamma_{23}/\gamma_{13} = 0,8$. Коллективное излучение на переходе 1-3, обладающее большей вероятностью спонтанного распада, замедляет коллективное излучение на переходе 1-2 /ослабляет его/. При этом в результате коллективного распада система переходит в стационарное состояние, в котором часть излучателей остается на 2 уровне. Данное стационарное состояние разрушается, очевидно, процессами неколлективного распада.

Таким образом, исследование точной иерархии кинетических уравнений /3/ позволяет описать сильную конкуренцию

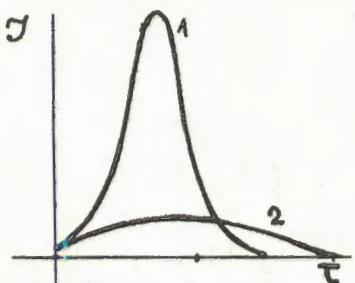


Рис.4. Зависимость безразмерных интенсивностей $J_1 = I_1/\hbar\gamma_{13}$ и $J_2 = I_2/\hbar\omega_{12}$ от безразмерного времени $\tau = t\gamma_{13}$ для системы с $N = 200$, $\gamma_{13}/\gamma_{12} = 1,2$ и $\gamma_{23} = 0$.

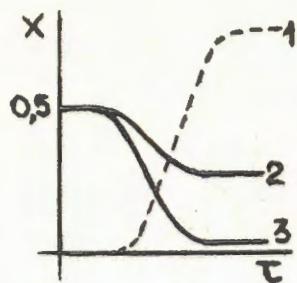


Рис.5. Зависимость населенности уровней от безразмерного времени $\tau = t\gamma_{13}$ кривые 1,2,3 соответственно X_1 , X_2 , X_3 .

сверхизлучательных импульсов на разных частотах в случае системы с общим верхним уровнем, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. С другой стороны, проведенное рассмотрение позволяет строго обосновать предположение о замедлении излучения в системе с общим нижним уровнем, выдвигавшееся на основе качественного анализа симметрийных свойств протяженной системы излучателей /7/.

Полученные в настоящей работе результаты могут быть использованы и для количественного анализа процессов сверхизлучения в трехуровневых системах.

Литература

1. Florian R., Schwan L.O., Schmid D. Sol.St.Comm., 1982, 42, p.55.
2. Florian R., Schwan L.O., Schmid D. Phys.Rev., 1984, 29, p.2709.
3. Schwendimon P. Optica Acta, 1984, 31. p.107.
4. Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н./мл./. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.245.
5. Боголюбов Н.Н./мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 52, с.423.
6. Молдояров А.А., Сорокина Е.М., Шумовский А.С. ОИЯИ, Е17-84-577, Дубна, 1984.
7. Crubellier A., Liberman S., Pillet P. Opt.Comm., 1982, 33, p.143.
8. Андреев А.В., Арутюнян Р.В., Ильинский Ю.А. Оптика и спектроскопия, 1981, 50, с.1050.

Рукопись поступила 11 октября 1984 года.

НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА
ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТЕПЕНИ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОСТИ НЕЙТРОНА
ПРИ ПОМОЩИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

С.Д.Калчев, Н.Т.Кашукеев, А.П.Серебров*, П.С.Яйджиев

Описывается экспериментальная установка для измерения степени электронейтральности нейтрана. Цель данного измерения - повышение точности при помощи новой методики. Работа установки основана на фокусировке пучка ультрахолодных нейтронов при помощи вертикального цилиндрического зеркала. Принципом измерения является отклонение этого пучка в электрическом поле. Получено нейтронно-оптическое изображение входных щелей и измерен спектр нейтронов, проходящих через установку. Спектр измерялся по времени пролета. Результатом работы является оценка чувствительности установки, которая получается на порядок выше, чем в предыдущих измерениях - $7,2 \cdot 10^{-21} q_e$, где q_e - заряд электрона.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Neutron-Optical Device for Determining
Neutron Electrical Neutrality by Means
of Ultracold Neutrons

Kalchev S.D. et al.

An experimental device designed for measuring the degree of electrical neutrality of neutron is described. The purpose of this experiment is to improve the accuracy using new techniques. The experimental device operates basing on the focusing of the ultracold neutron beam by means of a vertical cylindrical mirror. The deflection of neutron beam in the electric field must be measured. The image of entrance slits is obtained and velocity spectrum of neutrons passing through the device is measured. The spectrum was measured by the time-of-flight method. As a result, the device sensitivity is measured which is by an order

* Ленинградский институт ядерной физики, Гатчина

of magnitude higher than in previous measurements - $7.2 \cdot 10^{-21} |q_e|$, where q_e is the electron charge.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

1. Введение

По современным представлениям нейtron электронейтран. В систематике элементарных частиц и в современных теориях он является частицей с нулевым зарядом. Однако нулевое значение заряда нейтрона не вытекает из теории. Поэтому вопрос о степени электронейтральности нейтрона решается экспериментальным путем.

Большая часть экспериментальных данных о верхней границе заряда нейтрона получена в результате косвенных измерений /1-4/, в которых измеряется степень электронейтральности атомов, молекул или макроскопических тел. В итоге этих измерений получено, что заряд нейтрона меньше $2 \cdot 10^{-22}$ величины заряда электрона $|q_e|$. В недавних поисках дробного заряда материи /5-8/ чувствительность измерений для суммы зарядов электрона, протона и нейтрона доведена до $10^{-23} |q_e|$. Однако данные, полученные на основе косвенных измерений, относятся к связанныму нейтрону. В /9/ обращается внимание на то, что заряды связанных и свободных нейтронов могут оказаться неодинаковыми. Поэтому большой интерес представляют прямые способы измерения заряда нейтрона. К ним относятся самые первые эксперименты Дии /10/ по определению заряда нейтрона. На основании ионизации различных газов под действием нейтронов он пришел к выводу, что величина заряда нейтрона меньше $1/700 |q_e|$.

Позже Шапиро и Эстулин /11/, измеряя отклонение узкого пучка тепловых нейтронов под действием электрического поля, получили, что заряд нейтрона $q_n < 8 \cdot 10^{-12} |q_e|$.

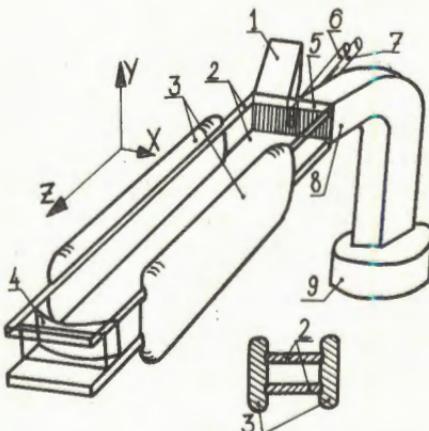
В 1967 г. Шалл и др. /9/ провели прецизионные измерения заряда нейтрона при помощи двойного кристаллического спектрометра и системы электростатического отклонения пучка нейтронов $/\lambda = 2,4 \text{ \AA}/$ и получили значение $q_n = /-1,9+3,7/ \cdot 10^{-18} |q_e|$.

В 1982 г. Гелер, Калус и Мампе /12/ установили новую, более низкую границу заряда нейтрона. Их исследования проводились на высокопоточном реакторе Института Лауз-Ланжевена в Гренобле /Франция/. Изучалось отклонение узкого пучка холодных нейтронов $/\lambda = 20 \text{ \AA}/$ под действием электростатического поля на базе 10 м. При этом использовались методы нейтронной оптики для монохроматизации и фокусировки нейтронного пучка. Для заряда нейтрона была получена величина $q_n = /-1,5+2,2/ \cdot 10^{-20} |q_e|$. Это самое точное экспериментальное значение верхней границы заряда свободного нейтрона, полученное до сих пор.

2. Устройство и действие установки КМ для определения степени электронейтральности нейтрона при помощи ультрахолодных нейтронов

Отклонение заряженной частицы под действием электрического поля зависит от квадрата времени ее пролета в электрическом поле; чем меньше скорость частиц, тем точнее определяется их заряд. Поэтому для определения заряда нейтрана этим способом в^{/13/} предложено использовать ультрахолодные нейтроны /УХН/. Для увеличения времени их пролета в электрическом поле необходимо "заставить" их делать многократные прыжки в гравитационном поле Земли, отражаясь от гладкой горизонтальной поверхности. С целью повышения чувствительности в^{/14/} предложено вместо коллимации пучка применить оптическую фокусировку УХН /15/ при помощи вертикального цилиндрического зеркала. Для уменьшения габаритов установки вместо одного горизонтального зеркала использованы два плоскопараллельных горизонтальных зеркал. В результате была создана компактная установка КМ для определения степени нейтральности нейтрана при помощи УХН.

Рис.1. Схематическое изображение нейтронно-оптической камеры установки КМ. 1 - входной нейtronовод; 2 - горизонтальные плоскопараллельные зеркала; 3 - электроды высоковольтного конденсатора; 4 - вертикальное цилиндрическое зеркало; 5 - входная-выходная решетка; 6,7 - световоды системы оптического контроля; 8 - выходной нейtronовод, 9 - детектор УХН.



Самой существенной частью установки КМ является ее нейтронно-оптическая камера, схематическое изображение которой показано на рис.1. Камера состоит из двух плоско-параллельных зеркал /2/ длиной 1050 мм, шириной 100 мм; вертикального цилиндрического зеркала /4/ с радиусом кривизны 1000 мм; высоковольтного плоского конденсатора /3/; решетки с вертикальными щелями /5/, расположенной перед входным /1/ и выходным /8/ нейtronоводами, и оптической системы контроля /6 и 7/. Источником УХН служит канал УХН реактора ВВР-М ЛИЯФ /Гатчина/ с плотностью потока

10^3 н/см² · с. Горизонтальные зеркала вставлены в специальные продольные пазы, вырезанные в обкладках высоковольтного конденсатора, и установлены параллельно одно над другим на расстоянии 50 мм. Их параллельность обеспечивалась при помощи оптических эталонов с точностью 1 мкм на 100 мм. Горизонтальность зеркал контролировалась при помощи чувствительного уровня с точностью до 3 дуговых секунд. Вертикальная ориентация щелей решетки и оси цилиндрического зеркала оценивались визуально сравнением взаимного расположения оптических изображений щелей, получающихся при многократном отражении света от горизонтальных зеркал. Плоскопараллельные зеркала сделаны из чехословацкого стекла толщиной 12 мм, которое изготовлено разливом на поверхности жидкого олова. Коэффициент зеркального отражения УХН для этого стекла – 98,6%^{16/}. Цилиндрическое зеркало сделано из оптического стекла путем механической обработки по 14-му классу чистоты. Оно располагалось на одном из концов горизонтальных зеркал против решетки таким образом, чтобы его ось лежала в плоскости решетки и совпадала с направлением ее щелей. Зеркало укреплено на оси и поворачивается посредством механического редуктора с коэффициентом редукции 37900. Нейтронная камера в целом расположена внутри вакуумного кожуха из нержавеющей стали. Камера укреплена на металлической платформе при помощи трех держателей из тефлона. Платформа опирается на три винта, при помощи которых камеру можно устанавливать в горизонтальном положении или наклонять. Управление поворотом цилиндрического зеркала и наклон платформы осуществляется снаружи вакуумного кожуха при помощи вильсоновских уплотнений. Электроды конденсатора высокого напряжения сделаны из нержавеющей стали. На внутренних поверхностях электродов укреплены вкладыши из титана толщиной 10 мм. В них сделаны продольные параллельные пазы глубиной 5 мм, в которые входят плоскопараллельные горизонтальные зеркала. Все края электродов закруглены с радиусом кривизны 2 см. Нейtronоводы /1/ и /8/ с поперечным сечением 40×50 мм² сделаны из полированной нержавеющей стали, напылены сплавом ⁵⁸Ni-Mo толщиной 2000 Å и сварены электронным лучом. Выходной нейtronовод плавно изгибается вниз / R = 250 мм/ и имеет вертикальный участок длиной 750 мм для ускорения нейтронов в гравитационном поле Земли с целью увеличения эффективности регистрации нейтронов детектором, имеющим входное алюминиевое окно с граничной скоростью 3,2 м/с. В качестве детектора УХН использовался пропорциональный счетчик на основе ³He, описанный в работе^{17/}. Защита из борированного полиэтилена снижала фоновый счет до уровня 1 имп./с. Для оперативной настройки установки, а также для контроля ее

Рис.2. Принципиальная схема действия установки КМ:
а - вертикальный разрез,
б - вид сверху. 1 - горизонтальные плоскопараллельные зеркала, 2 - вертикальное цилиндрическое зеркало, 3 - электроды высоковольтного конденсатора, 4 - титановые вкладыши.

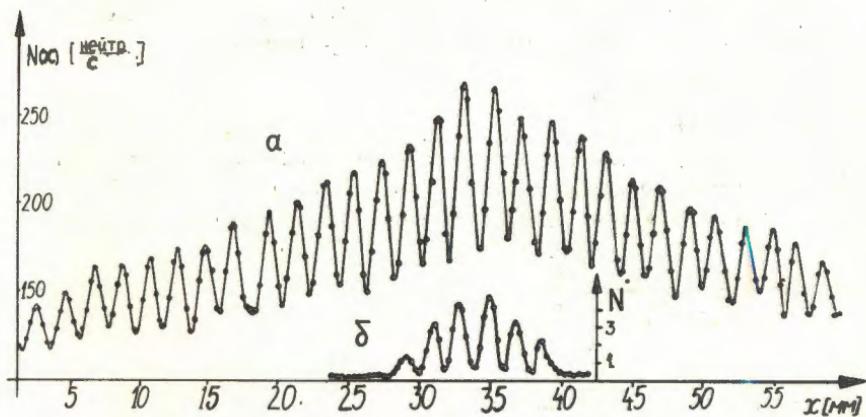
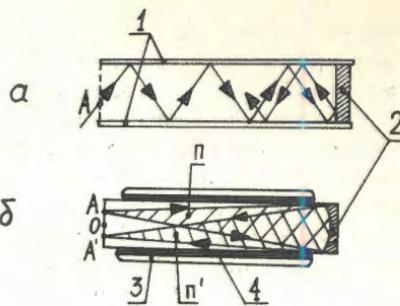


Рис.3. Зависимость $N(x)$: а - по детектору УХН,
б - по оптическому датчику.

работы при проведении измерения, был установлен оптический датчик. Ввод и вывод света осуществлялся через два световода из оргстекла. Для источника света использовалась обычная лампа накаливания, а для приемника - фотодиод. Входной и выходной световоды охватывали только 3 щели решетки в середине между входящим и выходящим нейтроноводами.

Принцип действия установки КМ показан на рис.2. Нейтроны, влетевшие через какую-нибудь из входных щелей А решетки внутри камеры, многократно отражаются от горизонтальных зеркал и при помощи цилиндрического зеркала фокусируются на выходной решетке в точке А'. В результате получается изображение системы входных щелей в плоскости выходной решетки. При совпадении изображений щелей входной решетки со щелями выходной решетки получается максимальный счет детектора, и наоборот - минимальный счет получается при их полном несовпадении. Таким образом, поворотом зеркала осуществляется модуляция интенсив-

ности счета $N(x)$ /см. рис.3/. Нейтроны, не попавшие на цилиндрическое зеркало, поглощаются титановыми вкладышами, чтобы не создавать фона.

О наличии электрического заряда q_a можно судить по смещению нейтронно-оптического изображения Δx под действием электрического поля, которое вызывает изменение скорости счета детектора ΔN . В самом деле, исходя из очевидной зависимости $\Delta N = \Delta x (dN/dx)$, где dN/dx - градиент счета на склоне центрального пика кривой $N(x)$ рис.3, имея в виду, что $\Delta x = (q_a E / 2m) t^2$, где E - напряженность электрического поля, m - масса нейтрона и t^2 - среднее квадратичное время пролета, получаем $\Delta N = (q_a E / 2m) \cdot t^2 \cdot (dN/dx)$. Решив это равенство относительно q_a , имеем

$$q_a = \frac{2m}{E t^2 (dN/dx)} \Delta N. \quad /1/$$

Если ΔN определяется статистической ошибкой $\sqrt{2Nr}$, где r - время накопления статистики, то из равенства /1/ следует выражение для чувствительности установки:

$$\delta q_a = \frac{2m}{E t^2 (dN/dx)} \sqrt{\frac{2N}{r}}. \quad /2/$$

3. Экспериментальные данные и оценка чувствительности

Чтобы вычислить чувствительность установки по формуле /2/, необходимо измерить dN/dx и определить спектр нейтронов.

3.1. Изменение счета $N(x)$ получалось при вращении цилиндрического зеркала около вертикальной оси. Один шаг поворота зеркала имел величину 0,32 мм перемещения оптического изображения в горизонтальной плоскости. Для наладки установки без включения высокого напряжения зеркала напылялись сплавом $^{58}\text{Ni}-\text{Mo}$ толщиной 1500 Å с граничной скоростью 8 м/с. Контроль за изменением положения зеркала относительно решетки осуществлялся с помощью оптического датчика /рис.1/. На рис.3 представлена зависимость $N(x)$, полученная при повороте цилиндрического зеркала. Число пиков соответствует количеству щелей решетки. Градиент счета dN/dx вычислялся усреднением максимальных наклонов центральных пиков. Решетка сделана из нержавеющей стали. Период решетки 2 мм, ширина вертикального отверстия 0,9 мм. Так как источник света для оптического датчика охватывал только 3 вертикальных отверстия, приемник выдавал информацию только в центре картины. Глубина

провала между пиками, в основном, связана с уширением изображения. Ответственными за это уширение являлись точность изготовления зеркала, микрошероховатости на поверхности стекла и вибрации установки. Радиус цилиндрического зеркала выдержан с точностью 0,001. Для измерения микрошероховатостей были сделаны электронно-микроскопические фотографии, которые показали, что с одной стороны стекла микрошероховатости имеют размер около 1000 \AA , а с другой - 150 \AA . Вибрации установки не измерялись.

3.2. Точное определение спектра нейтронов является одной из трудных задач в экспериментах с УХН. Для установки КМ спектр определялся по времени пролета. Времяпролетные базы при измерении спектра на входе и на выходе установки имели длину соответственно 1,58 и 4,76 м. Скважность прерывателя составляла 4 с, а временное окно - 15 мс. При обработке спектров вычитался фон и учитывалась неодинаковая эффективность детектора для нейтронов разных энергий. Коэффициент пропускания k установки без решетки оказался равным 4,5% для нейтронов со скоростями ниже 7,8 м/с, что совпадает с геометрическим коэффициентом пропускания. Измеренные спектры и коэффициент пропускания показаны на рис.4-6.

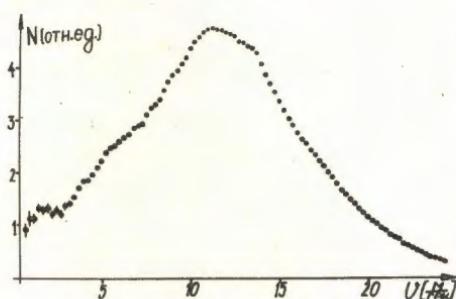


Рис.4. Спектр ультрахолодных нейтронов на входе установки КМ.

3.3. Исходя из спектра УХН /рис.5/, имея в виду, что база пролета УХН в электрическом поле 1,8 м, для среднеквадратичного времени пролета получаем $t^2 = 0,1744 \text{ с}^2$, а на рис.3 для градиента счета получается $dN/dx = 1255 \text{ см}^{-1}$. Подставляя эти значения в формулу /2/, при $E = +10^4 \text{ В/см}$, $N = 210 \text{ с}^{-1}$, $r = 2 \cdot 10^6 \text{ с}$ для чувствительности установки КМ имеем $\Delta q_d = 7,2 \cdot 10^{-21} |q_e|$.

В результате проведенных экспериментов показана принципиальная возможность получения указанной выше чувствительности. Следующий этап подготовки установки к измерениям связан с обеспечением условий получения напряженности электрического поля 10^4 В/см . Предполагается использовать изолирующее покрытие зеркал Be_3N_2 с граничной скоростью 7,8 м/с.

Пути дальнейшего увеличения чувствительности могут быть связаны с улучшением качества оптических элементов

установки и уменьшением размера щели решетки, а также увеличением интенсивности потока УХН.

Авторы выражают благодарность академику И.М.Франку, В.М.Лобашову и В.И.Лущикову за поддержку и постоянное внимание к работе, А.В.Стрелкову за представление детекторов УХН, С.Н.Иванову, И.С.Альтареву, Ю.В.Борисову, А.Б.Брандину и Р.Р.Тальдаеву за полезные дискуссии и помощь при проведении экспериментов, а также всему коллективу сектора слабых взаимодействий ЛИЯФ за помощь при наладке аппаратуры. Мы благодарим также Н.Ф.Чикова и Х.И.Агова за помощь на начальном этапе разработки установки.

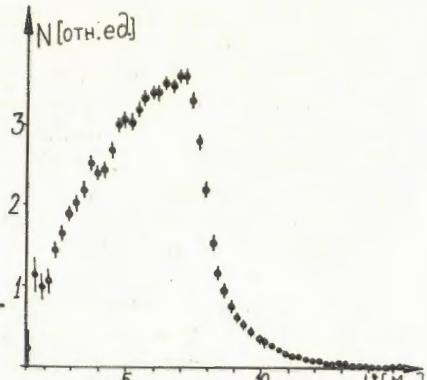


Рис.5. Спектр ультрахолодных нейтронов на выходе установки КМ.

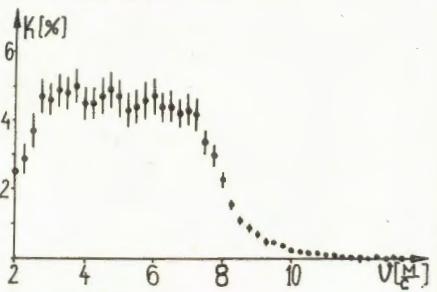


Рис.6. Коэффициент пропускания УХН установки КМ.

Литература

- 1. Hughes V.W. Phys.Rev., 1975, 105, p.170.
- 2. King J.G. Phys.Rev.Lett., 1960, 5, p.562.
- 3. Zorn J.C., Chamberlain G.E., Hughes V.W. Phys.Rev., 1963, 129, p.2556.
- 4. Dylla H.F., King J.G. Phys.Rev.A, 1973, 7, p.1224.
- 5. Carris E.D., Zuck K.O. Nucl.Instr. and Meth., 1974, 177, p.467.
- 6. Gallinaro G., Marinelli M., Morpurgo G. Phys.Rev. Lett., 1977, 38, p.1255.
- 7. LaRue G.S., Fairbank W.M., Hebard A.F. Phys.Rev. Lett., 1977, 38, p.1011.
- 8. LaRue G.S., Fairbank W.M., Philipps J.D. Phys.Rev. Lett., 1979, 42, p.142.

9. Shull C.G., Billman K.W., Wedgwood F.A. Phys.Rev., 1967, 153, 5, p.1415.
10. Dee P.I. Proc.Roy.Soc.(London), A, 1932, 136, p.727.
11. Шапиро И.С., Эстулин И.В. ЖЭТФ, 1956, 30, с.579.
12. Gahler R., Kalus J., Mampe W. Phys.Rev.S, 1982, 25, 11, p.2887.
13. Кашукеев Н.Т. Докл.БАН, 1971, 24, 6, с.717.
14. Кашукеев Н.Т., Янева Н.Б. Болг.Физ.журн., 1978, 5, 3, с.243.
15. Кашукеев Н.Т., Чиков Н.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 5, с.306; ОИЯИ, Р3-12666, Дубна, 1979.
16. Кашукеев Н.Т., Чиков Н.Ф. ОИЯИ, Р3-82-45, Дубна, 1982.
17. Стрелков А.В. Эксперименты по извлечению из реактора и хранению ультрахолодных нейtronов. Автореферат диссертации. ОИЯИ, З-5937, Дубна, 1971.

Рукопись поступила 9 октября 1984 года.

THE OBSERVATION OF A POSSIBLE STABLE DIBARYON

B.A.Shahbazian, A.O.Kechechyan

A search for Stable Dibaryon (SD) of $I = 0$, $Y = 0$, $JP = 0^+$ via its weak decay mode $SD \rightarrow \Sigma^- + P$ was undertaken in proton-propane interactions at 11.0 GeV/c, using 2m propane bubble chamber. A V^0 -particle, pointing to a two-prong interaction and satisfying the kinematics of the above two-body decay mode with a high confidence level, was found. The possibility of imitation of the observed event by background processes was investigated for a series of chains of strong reactions and for weak decays. We succeeded to show the significance of the SD-production hypothesis on a deuteron-mass fluctuation via $pd \rightarrow K^+ p K^0 SD$ reaction. The mass of the event treated as $SD \rightarrow \Sigma^- + P$ appeared to be (2170.0 ± 1.3) MeV/c 2 , its life-time being $0.676 \cdot 10^{-10}$ sec. Both are in agreement with the predictions of the MIT Bag Model for the so-called H-dihyperon. The upper limit for the production cross section of the SD in proton-propane interactions at 11 GeV/c is estimated to be 83 nb. Perhaps this event can be considered as a first evidence for a six-quark bound state - H-dihyperon.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Наблюдение возможного стабильного дибариона
Шахбазян Б.А., Кечечян А.О.

Предпринят поиск стабильного дибариона с квантовыми числами $I = 0$, $Y = 0$, $JP = 0^+$ по двухчастичной моде слабого распада $SD \rightarrow \Sigma^- + P$ во взаимодействиях протон-пропан при 11 ГэВ/с. Обнаружена V^0 -частица, испущенная из двухлучевого взаимодействия, с высокой значимостью, удовлетворяющая указанной моде распада. Исследованы возможности имитации этого события фоновыми процессами цепочек реакций, вызванных сильными взаимодействиями, а также слабыми распадами. Показана значимость гипотезы рождения SD на ядерном флуктуоне дейtronной массы в реакции $pd \rightarrow K^+ p K^0 SD$.

Масса частицы для гипотезы SD оказалась равной $/2170,0 \pm 1,3/$ МэВ/с². Время жизни оценивается для этого события в $0,676 \cdot 10^{-10}$ с. Оба эти параметра согласуются с предсказаниями модели мешков Массачусетского технологического института для так называемого Н-дигиперона. Верхний предел образования SD во взаимодействиях протон-пропан при 11 ГэВ/с оценивается в 83 нб. Возможно, это событие следует рассматривать как первое указание на связанное шестиварковое состояние Н-дигиперон.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Making up our mind to elucidate the role of baryon number, strangeness and hypercharge in strong interactions, we have investigated the invariant mass spectra of forty nine hadronic systems, varying the mentioned quantum numbers in the limits: $0 \leq B \leq 6$, $-2 \leq S \leq 1$, $0 \leq Y \leq 6$. It turned out that resonance peaks had revealed the invariant mass spectra of $Y \leq 1$ systems only. In the exotic sector candidates in threes for $Q^6 - \Lambda p$ and $Q^4 \bar{Q}^1 - \Lambda \pi\pi$ as well as in ones for $Q^6 - \Lambda p\pi$, $\Lambda\Lambda$, and $Q^9 - \Lambda\Lambda p$ were found $/1/$.

So far as invariant masses refer to free systems, a hypercharge selection rule was suggested: "The hypercharge of free hadrons (the multiquark ones including) cannot exceed unity $Y < 1$ ". Here $Y = B + s + c + b$. Because the exotic resonances as a rule are narrow and satisfy this rule, one can probably expect that the stability of a system should increase with the decrease of its hypercharge up to the formation of bound multiquark states. Experimentally this effect can be achieved if one expands the flavour assortment n_f by including S ($Y = -2/3$), C ($Y = -2/3$), b ($Y = -2/3$)-quarks (remind that $Y_u = Y_d = +1/3$) as well as by enriching the contents of a system with quarks of a particular sort of $Y = -2/3$, e.g., with s -quarks. The latter method is especially appropriate at energies up to 10 GeV.

Thus, it is reasonable to look for stable multiquark hadrons even in systems of mixed u -, d -, s -quark contents.

Recently theoretical ideas have been suggested of the existence of $I = 0$, $Y = 0$, $S = -2$, $J = 0^+$, flavour- and color-singlet dibaryon-H-dihyperon, which should be stable against strong decays ($M = 2150$ MeV/c² $< 2M_\Lambda^{1/2}$, $M = 2164$ MeV/c² $< 2M_\Lambda^{1/3}$). If the number of flavours is

$n_f = 4$, twenty-six stable dibaryons are possible^{/4/}, providing as mentioned by the authors, the bag model is applicable in the charmed sector of multiquark states. These suggestions come from the following theoretical considerations^{/5,6/}: The more flavour antisymmetric the N quark wave function the stronger the color magnetic attraction. Perhaps, this is another formulation of the empirical hypercharge selection rule.

The conjectured properties of the SD^{/2/} suggest appropriate detection technique. The SD is permitted to decay weakly into a hyperon and a nucleon. If indeed its lifetime is only somewhat longer than the hyperonic one^{/2/}, the detection of its decay mode $SD \rightarrow \Sigma^- + p$ is feasible by means of the bubble chamber technique.

Nothing is known about the H-production mechanism. One of possible causes of the failure of its detection in pp interactions^{/7/} could be the low energy, near the SD production threshold, at which the experiment was performed. This circumstance can be got over by (i) increasing incident proton momentum and (ii) using nuclear targets. Both measures inspire hopes to increase chances to produce SD (i) in direct interactions of all sorts of negative strangeness secondaries with bound nucleons, di- and multibaryon fluctuations. The yields of these secondaries are increased with the use both of nuclear targets and higher momenta incident protons (ii) in interactions of incident protons with nuclear fluctuations.

These problems were hoped to be solved, at least partly, by exposing the JINR 2m propane bubble chamber to a proton beam of a maximal momentum of 11 GeV/c at the Dubna Synchrophasotron. 330K photographs were taken up to now. They were scanned for V^0 -decays associated with the interactions of either incident protons or charged and neutral secondaries with hydrogen, carbon and tantalum nuclei (a target made of one to three, depending on the exposure run, metallic ^{183}Ta plates was placed in the initial part of the chamber).

All tracks of a star, the associated V^0 -particle and e^+e^- -pairs of the converted γ -quanta, if any, were measured. The methods of identification of V^0 -and charged particles were given elsewhere^{/8/}. Here it should be mentioned that each V^0 -decay was tested for K^0 , Λ -, $\bar{\Lambda}$ -, SD-hypotheses. A preliminary upper limit for good K -, Λ -, $\bar{\Lambda}$ -, SD-hypotheses was set up at $X(\text{lim})=20.0$.

The summary experimental X^2 -distribution for good Λ - and K -hypotheses (fig.1, solid-line histogram) was treated in the following way. First the scaling factor was fixed at $a = 1$, and the theoretical distribution was

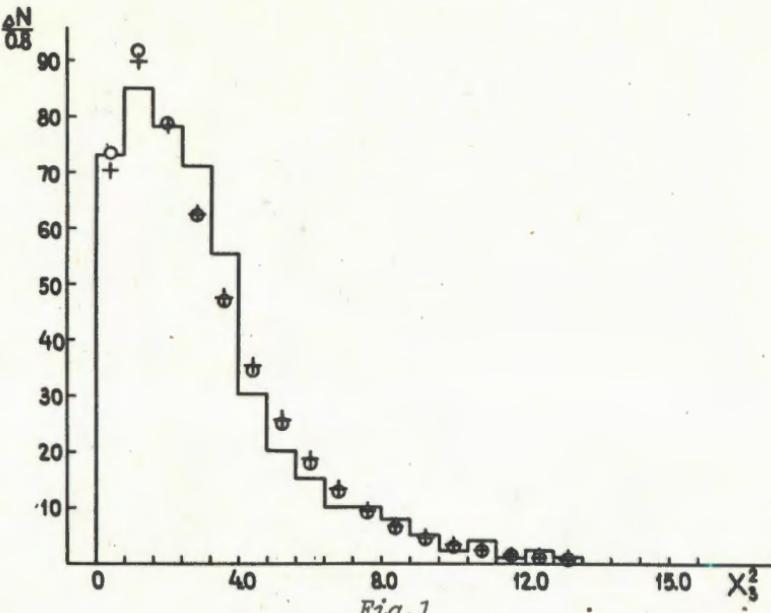


Fig. 1

assumed to be X_3^2 , i.e., the number of degrees of freedom was fixed at $n_D = 3$. The best fit histogram shown by crosses in fig. 1 leads to $X_{12}^2 = 7.198$. Then another fit, with a and n_D as free parameters, was performed. The best fit parameters $a = 1.0109 \pm 0.0960$ and $n_D = 2.9648 \pm 0.2345$ were obtained in this case at $X_9^2 = 6.838$. The corresponding histogram is shown in fig. 1 by circles. Thus, in this experiment, when estimating the probabilities of two-body decays, one can use the theoretical X_3^2 -distribution without inserting any correction.

The average values of the measured good K^0 - and Λ -particle masses are $M_K = (498.34 \pm 5.47) \text{ MeV}/c^2$ and $M_\Lambda = (1115.4 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2$ with standard deviations $S_K = 21.86$ and $S_\Lambda = 8.28 \text{ MeV}/c^2$, respectively, in fair agreement with the tabular values.

Because the strict mass of the H -dihyperon presently is not yet known, we had to investigate the whole mass interval $\{(M_{\Sigma^-} + M_p), 2M_\Lambda\}$. For this purpose the H -hypothesis was tried, and the fit was performed at seven mass values distant from each other by $16 \text{ MeV}/c^2$, starting with $(M_{\Sigma^-} + M_p)$ and terminating at $2M_\Lambda$. If the K^0 -, Λ -, $\bar{\Lambda}$ -hypothesis failed and one had $X_3^2(SD, M_{SD}) < 20.0$ at a particular M_{SD} , the V^0 -event was once more thoroughly investigated, remeasured, etc.

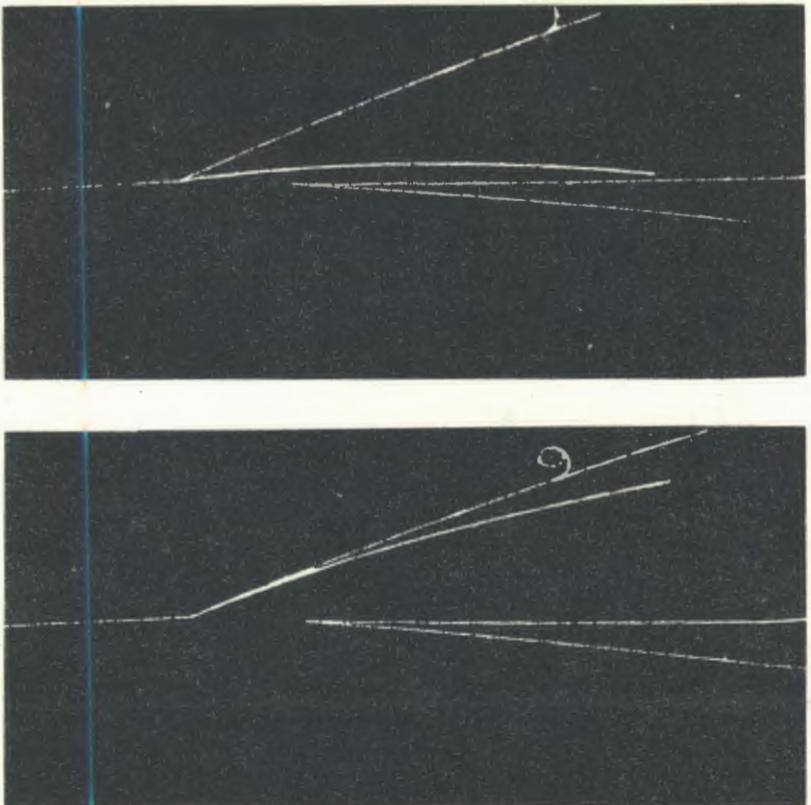


Fig. 2

The systematic identification of V^0 -events was started in May 1983. Since then possible candidates for SD were selected and processed. One of them, picked over 40K photographs in September 1983, is presented here. The photographs of two stereoviews of the event are shown in fig.2. At a point, situated at about 3/4 of the bubble chamber length, an incident proton produces a V^0 -particle pointing to a two-prong star. Both prongs of the star are due to positively charged particles, the heavily ionizing one being a proton.

Already the first measurement and processing of this event clearly have shown the failure of K^0 , Λ -, $\bar{\Lambda}$ -hypotheses and the success of the SD-hypothesis. In order to exclude possible accidental mistakes, the event was first measured by three operators using three different measuring devices, once measuring the corresponding end-

Table 1

Angles $\mu(\vec{L}, \vec{P}_{V^0})$, $\phi(\vec{L}, \vec{S})$, transversal momenta P_{Σ}^{\perp} and P_p^{\perp} (MeV/c), opening angle ψ , the distance L (cm) between the V^0 production and decay vertices, averaged over fifteen measurements. σ - is the error of the mean S - is the standard deviation

$\langle \mu \rangle$	$\langle \phi \rangle$	$\langle P_{\Sigma}^{\perp} \rangle$	$\langle P_p^{\perp} \rangle$	$\langle \psi \rangle$	$\langle L \rangle$
04°50''	04°49''	114.0	113.0	03°27'44''	7.281
σ	06°55''	06°46''	3.0	1.0	49'' 0.009
S	26°49''	26°13''	13.0	5.0	03°08'' 0.034

points of tracks and for the second time the tracks were measured on each projection on their full lengths. Then the same three operators performed measurements using one and the same device in the same way. Thus, the event was measured fifteen times altogether. Several parameters averaged over fifteen measurements are shown in Table 1. Important conclusions follow from these results. Let us define the unit vector \vec{L} along the direction connecting the interaction and decay vertices and the unit vector \vec{S} along the projection of the summary momentum $\vec{P}_{V^0} = \vec{P}_- + \vec{P}_+$ on the V^0 -decay plane. Signs (+) and (-) correspond to the respective charge signs. From Table 1 it follows that both $\mu = (\vec{L}, \vec{P}_{V^0})$ and $\phi = (\vec{L}, \vec{S})$ angles are consistent with zero. The difference of the transverse momenta $\Delta = P_{\perp}^- - P_{\perp}^+$ in eight measurements occurred to be positive and in seven ones - negative. Note also the proximity of $\langle P_{\perp}^- \rangle$ and $\langle P_{\perp}^+ \rangle$ and smallness of the standard deviations $S(P_{\perp}^-)$ and $S(P_{\perp}^+)$.

All these factors suggest that the observed V^0 -particle either suffers two-body decay or, in the case of three-or more-body decays, the summary momentum vector of all neutral decay particles has to be either collinear with \vec{P}_{V^0} vector or has to be zero in the rest frame of the V^0 , within the limits of the experimental errors.

The possibility of imitation of the observed event by background processes was checked for a series of chains of strong reactions and for weak decays.

Strong Reactions

First of all, chains of trivial reactions $pp \rightarrow p\pi^+ n(mn^0)$, $m = 0, 1$, followed by $mn \rightarrow p\pi^- n$ or $n^{12}C \rightarrow p\pi^- {^{12}C}$ (cohe-

rently) were tried. The momentum vector of the neutron was assumed to be equal to the summary measured momentum of $\text{V}^0 : \vec{P}_n = \vec{P}_{\text{V}^0}$. One-constraint kinematical fits to the reactions of the first link-failed with $X_1^2 = 142$ and $X_1^2 = 54$ for $m = 0$ and $m = 1$, respectively. A fit to the reaction $\text{pp}_F \rightarrow p\pi^+ n$ with the Fermi-moving target proton is also insignificant with $X_1^2 = 8.56$, C.L. = $3.7 \cdot 10^{-3}$. Nevertheless, we have estimated the expected summary yield of such events in a number of reaction chains with one and the same first-link reaction $\text{pp}_F \rightarrow p\pi^+ n$ and the subsequent possible links $\text{nn} \rightarrow p\pi^- n$, $\text{np} \rightarrow pp\pi^-$, where one of the final state protons is slow and thereby unseen in the chamber and the coherent production of a $\pi\pi^-$ -pair. For this purpose the data from papers^{/8-13/} were used. An independent estimate was made in the frame of the OPEM^{/14/} for the proton and neutron targets in both links. In the papers^{/8-13/} it was shown that at certain conditions the OPEM correctly describes the data at energies up to 10 GeV. As a final result of all these estimates, the summary yield of events with parameters, similar to the ones of the observed event, via the mentioned chains is less than $4 \cdot 10^{-5}$ on 40K photographs.

The fit to the next reaction chains with the first link $\text{pp} \rightarrow K^+ p\pi^0 \Lambda_1$ ($X_1^2 = 3.38$, C.L. = 6.9%) followed by $\Lambda_1 n \rightarrow p\pi^- \Lambda_2$ ($X_2^2 = 0.37$, C.L. = 94.5%) with the final state Λ_2 decaying via only the neutral mode $\Lambda_2 \rightarrow n\pi^0$, or $\Lambda_1^{12}\text{C} \rightarrow \Sigma^- \pi^+ {}^{12}\text{C}$ ($X_1^2 = 0.035$, C.L. = 86.0%) with a very slow recoil ${}^{12}\text{C}$ nucleus, which is unable to form a seen track, was more successfull, though the expected yield is estimated to be less than 10^{-6} on 40 K photographs.

A second-link reaction $\Lambda_1 n \rightarrow \Sigma^- p$ is excluded by the energy-momentum conservation law.

Five other first-link reactions with the known strange particles in final states failed to fit the event ($X_1^2 \gg 10$).

Finally the hypothesis of SD-production on a deuteron-mass fluctuation, which is at rest inside a carbon nucleus, via the reaction $\text{pd} \rightarrow \text{SD} K^+ K^0 p$ was tried and proved to be successful ($X_1^2 = 1.71$, C.L. = 20.4%), with the final state K^0 decaying either via $K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ or via one of the K_L decay modes. Unfortunately, the yield of the SD is unknown but it is expected to be certainly very small.

It should be noted that both the SD-production and the excitation of background processes are also possible on heavier targets: tribaryon, tetrabaryon, etc., fluctuations. But, unfortunately, the kinematical fit to these hypotheses is impossible. Therefore we limit ourselves only by pointing out this supplementary source of both the effect and the background.

Weak Decays of Neutral Particles

Hypotheses of all known and possible two-body weak decay modes of all known neutral particles were tried and turned out to be insignificant (Table 2). The hypotheses of $K_s^0 \rightarrow e^+e^-$ and $\mu^+\mu^-$ decay modes were not even tried because of inequalities $M_{e^+e^-} < M_{\mu^+\mu^-} < M_{\pi^+\pi^-} < M_{K^0}$ and the unsuccessful fit to the $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$ hypothesis.

Table 2

Invariant masses of V^0 -particles and X_g^2 for various two-body decay modes, averaged over fifteen measurements. σ - is the error of the mean, s - is the standard deviation

	$\langle M_{\pi^+\pi^-} \rangle$	$\langle \Delta_{\pi^+\pi^-} \rangle$	X_g^2	$\langle M_{p\pi} \rangle$	$\langle \Delta_{p\pi} \rangle$	$\langle X_g^2 \rangle$	$\langle M_{\bar{p}\pi} \rangle$	$\langle \Delta_{\bar{p}\pi} \rangle$	$\langle X_g^2 \rangle$	$\langle M_{\bar{\pi}\pi} \rangle$	$\langle \Delta_{\bar{\pi}\pi} \rangle$	$\langle X_g^2 \rangle$
368.2	11.2	143.3	1557.0	49.1	312.6	51.5	1225.2	20.3	62.8	23.7		
σ	1.6	0.2	6.9	5.8	0.7	21.6	0.9	2.2	0.3	1.1	0.5	
s	6.2	0.8	26.6	22.4	2.7	83.5	2.9	8.6	1.0	4.3	1.8	

Next the three-body decay hypotheses had to be tried. This test is a meaningful one if the two-body effective mass is lower than the mass of known particle. Thus, the hypotheses of all semileptonic decays of Λ , Ξ^0 , $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}^0$, assuming $P_\nu = 0$ in the respective rest frames, led to B1- or B1-effective masses which were significantly higher than the masses of the particles tried and had to be rejected. (For example, $M_{pe^-} = 1546+48$, $M_{\bar{p}e^+} = 1202+18$, $M_{\Sigma^-e^+} = 1965+50$, $M_{\Sigma^+e^-} = (1943+45)$ MeV/c², etc.).

From Table 2 it follows that only for the $V^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ hypothesis one has $M_{V^0} < M_{K_s^0}$. Thus, one has to try the hypothesis $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ assuming that the momentum vector of the γ -quantum is collinear with the \vec{P}_{V^0} vector.

The radiative decay process $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ was thoroughly studied in a number of experiments, particularly in [15, 16]. It was shown that the measured spectrum agrees well with the internal bremsstrahlung spectrum.

Inserting the measured quantities and their errors into the formula for the differential branching ratio of the kaon radiative decay with the γ -quantum, emitted at solid angle around the \vec{P}_{K^0} -vector, defined by uncertain-

ties of this experiment, one obtains

$$\frac{d\Gamma(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)}{\Gamma(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \Big|_{\vec{p}_\gamma \parallel \vec{p}_{K^0}} = 1.7 \cdot 10^{-8}.$$

The yield of $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ events on 40 K photographs is less than 10⁻⁵.

The kinematical fit to this radiative decay hypothesis turned out to be successful ($\chi^2 = 9.3$, C.L. = 1%).

Let us finally turn to the hypothesis of two-body $SD \rightarrow \Sigma^- + p$ decay. The measured and fitted momenta for this hypothesis, averaged over fifteen independent measurements, are given in Table 3. The decay $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ is not seen on the photograph (fig.1). However, the probability of 4.95 GeV/c Σ^- to survive on a 40.92 cm track length is 10.1%.

Table 3

Measured and fitted momenta (MeV/c) for the hypothesis $SD \rightarrow \Sigma^- + p$, averaged over fifteen independent measurements. σ - is the error of the mean, S - is the standard deviation

	Measured	Fitted	Measured	Fitted	Measured	Fitted						
	$\langle p_\Sigma \rangle$	$\langle p_\Sigma \rangle$	$\langle p_\Sigma \rangle$	$\langle p_p \rangle$	$\langle p_p \rangle$	$\langle p_p \rangle$	$\langle p_{SD} \rangle$					
$\langle p \rangle$	4921	413	4950	218	2900	196	2860	153	7818	459	7794	266
σ	56	8	5	3	17	2	18	2	59	8	60	3
S	216	30	188	11	65	8	70	7	227	30	231	11

The average best-fit mass $M_{SD} = (2170.0 \pm 1.3)$ MeV/c² at an average minimum of $\chi^2 = 1.1 \pm 0.3$, C.L. = 0.58, which is in agreement with a measured mass of (2167.9 ± 15.3) MeV/c² as well as those predicted for the H-dihyperon ones: 2150 /²/ and 2164 MeV/c² /³/ . The life-time of the event is $0.676 \cdot 10^{-10}$ sec, i.e., of the order of the hyperonic ones. This also does not contradict the conjectured life-time of the hypothetical H-dihyperon /²/ .

If one identifies the observed event with the H-dihyperon, adopting thereby the branching ratio for the $H \rightarrow \Sigma^- + p$ decay mode /²/ as well as taking into account the scanning,

Thus, a definite conclusion of the existence of the Stable Dibaryon-H-dihyperon can be drawn on a more rich statistics of events even if of the same informative-ness but with one and the same mass.

The authors express their deep gratitude to A.M.Bal-din for his continuous interest and support, M.I.Solovi-ev for placing at our disposal photographs of the 2m pro-pene bubble chamber, to S.G.Arakelian, A.S.Martinov, A.M.Rozhdestvensky, A.I.Rodionov, A.M.Tarasov, and A.A.Ti-monina for their help.

References

1. Shahbazian B.A., Temnikov P.P., Timonina A.A. Nucl. Phys., 1982, A274, p.73c-93c; Shahbazian B.A. Proc. of the Int.Conf. on Hypernuclear and Kaon Physics. (Ed. by B.Povh). Heidelberg, FRG, June 20-24, 1982, p.287.
2. Jaffe R.L. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.195.
3. Mulders P.J.D., Aerts A.Th.M., de Swart J.J. Phys. Rev., 1980, D21, p.2653.
4. Högaassen H., Sorba P. Proc.Int.Colloquium on Hadron Physics at High Energies. (Ed. by C.Bourrely, J.W.Dash, I.Soffer). Marseille, France, June 5-9, 1978, vol.21; Högaassen H., Sorba P. Nucl.Phys., 1979, B156, p.347.
5. Jaffe R.L. Phys.Rev., 1978, D17, p.1444.
6. Jaffe R.L. Phys.Rev., 1977, D15, p.267,281.
7. Carroll A.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.777.
8. Dehene H.-C. et al. Il Nuovo Cim., 1968, 53A, No.1, p.232.
9. Almeida S.P. et al. Phys.Rev., 1968, 174, p.1638.
10. Alexander G. et al. Phys.Rev., 1968, 173, p.1322.
11. Ansorge R.E. et al. Nucl.Phys., 1973, B63, p.93-113.
12. Yekutieli G. et al. Nucl.Phys., 1972, B40, p.77-97.
13. Kayas G. et al. Nucl.Phys., 1968, B5, p.169.
14. Ferrari E., Selleri F. Il Nuovo Cim., 1963, 27, No.6, p.1450.
15. Burgun G. et al. Phys.Lett., 1973, 46B, p.481.
16. Taureg H. et al. Phys.Lett., 1976, 65B, p.92.

Received on August 20, 1984.