

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

· ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

С 346

1 - 5915

К.Г. Некрасов

ПОИСКИ РЕДКИХ РАСПАДОВ

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$   
и  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_{e^+} + e^+ + e^-$

С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОГО  
ИСКРОВОГО СПЕКТРОМЕТРА

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник С.М.КОРЕНЧЕНКО

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук М.И.ДАЙОН,  
кандидат физико-математических наук А.А.ВАРФОЛОМЕЕВ

Ведущее предприятие:

Институт физики высоких энергий, г. Серпухов

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита состоится " " 1971 г. на заседании  
Ученого Совета Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ по адресу:  
г. Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных  
исследований, Лаборатория ядерных проблем.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

кандидат физико-математических наук

Ю.А.БАТУСОВ

1 - 5915

К.Г. Некрасов

ПОИСКИ РЕДКИХ РАСПАДОВ

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$   
и  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$

С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОГО  
ИСКРОВОГО СПЕКТРОМЕТРА

4931 пр.  
Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Изучение редких распадов пионов и мюонов имеет важное значение для проверки теоретических представлений о природе мезонов и лептонов. Отсутствие безнейтринных распадов мюона привело к предположению о существовании нейтринных зарядов<sup>/1/</sup>, специальный выбор которых для электрона и мюона обеспечил бы запрет распадов  $\mu \rightarrow e + \gamma$  и  $\mu \rightarrow 3e$ . Нейтринный эксперимент брукхайвенской группы<sup>/2/</sup> подтвердил предположение о существовании новых квантовых чисел. Тем не менее, эти эксперименты не могут полностью исключить возможности нарушения закона сохранения лептонного заряда.

Исследование распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + e^+ + e^-$  позволяет получить информацию о параметре  $\gamma$  (отношение аксиального формфактора к векторному в радиационном распаде пиона), электромагнитном радиусе пиона и знаке амплитуды  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  - распада<sup>/3/</sup>.

Исследование на опыте этих фундаментальных процессов, относительная вероятность которых оценивается порядком  $\sim 10^{-9}$  от обычного распада, требует привлечения самых совершенных методических средств.

Магнитный искровой спектрометр<sup>/4/</sup> впервые используется в поисковых экспериментах по обнаружению распадов  $\mu \rightarrow e\gamma$ <sup>/5/</sup>,  $\mu \rightarrow 3e$ <sup>/6/</sup>,  $\pi \rightarrow 3e\nu$ <sup>/7/</sup>. Поэтому в реферируемой диссертации конструктивным и эксплуатационным особенностям установки уделено большое внимание.

Описанные в диссертации эксперименты, исследования и методические разработки выполнены в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с 1962 г. по 1970 г. совместно с С.М.Коренченко, Б.Ф.Костинным, Г.В.Мицельмахером, А.Г.Морозовым, Ю.В.Родновым, В.С.Смирновым.

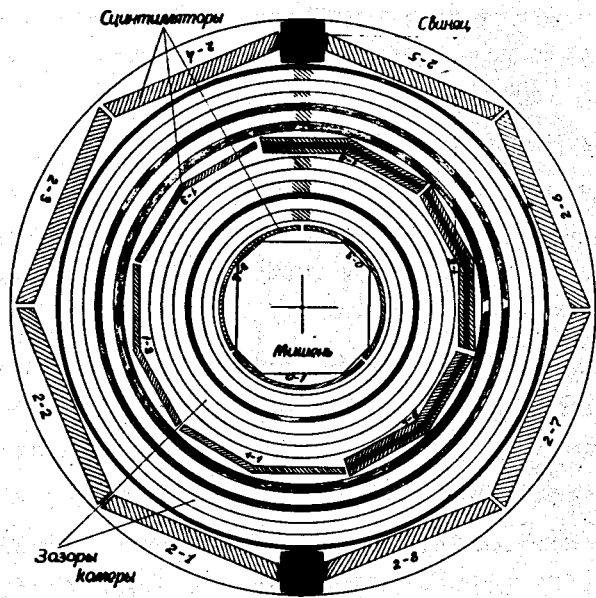


Рис. 1. Поперечный разрез камеры.

Диссертация состоит из пяти глав. В первой главе дается описание основных узлов магнитного искрового спектрометра, состоящего из многослойной цилиндрической искровой камеры в аксиальном поле магнита-соленоида и сцинтилляционной годоскопической системы со схемами быстрой электроники<sup>18,9/</sup>. Импульсы со счетчиков годоскопической системы использовались для выделения полезного события. Они также записывались на 5-лучевом скоростном осциллографе для последующего временного и амплитудного анализа.

Камера обеспечивала хорошее пространственное разрешение, а наличие магнитного поля давало возможность определять импульс и заряд частиц. То обстоятельство, что камера была сделана цилиндрической, позволяло наблюдать процессы распада, происходящие в мишени, в телесном угле 5-6 стерадиан.

Цилиндрическая камера имеет 18 рабочих промежутков с величиной зазора 5 мм. Она изготовлена из алюминиевой фольги толщиной 0,05 мм. Наружний и внутренний цилиндры, образующие замкнутый объем камеры (рис. 1), имеют диаметр 390 мм и 135 мм. Их высота равна 325 мм. Одна из торцовых крышек, через которую фотографировались разряды, была сделана в виде линзы специальной формы.

Расположение 30 сцинтилляторов показано на рис. 1. Системой длинных световодов они связаны с 18 ФЭУ. Плоская мишень-счетчик была поставлена в центре камеры под углом  $37^\circ$  к входному пучку  $\pi^+$ -мезонов. Толщина мишени по пучку  $3,5 \text{ г/см}^2$ , площадь в плоскости, перпендикулярной к пучку,  $95 \text{ см}^2$ .

Для детектирования  $\gamma$ -квантов в одной из половин камеры между сцинтилляторами были поставлены свинцовые конверторы толщиной  $2,47 \text{ г/см}^2$ .

В качестве рабочего газа был использован неон при давлении 800 тор. Чистота неона поддерживалась путем непрерывной циркуляции его через замкнутую систему очистки.

Схема оптики камеры предусматривала фотографирование разрядов в параллельных лучах, которые затем собирались линзой, отклонялись зеркалом, поставленным на пути пучка частиц, и через объектив фотокамеры РК-5 проектировались на пленку.

Глубина возникающих разрядов ( $Z$  - координаты) определялась по их проекциям, которые получались на том же кадре с помощью специального призматического устройства, ранее не применявшегося в методике искровых камер<sup>/10/</sup>.

Точность локализации трека в камере оказалась равной 0,4-0,5 мм в плоскости фотографирования и  $\sim 5$  мм по  $Z$ -ординате.

Схемы синхронизации, индикации и блокировки обеспечивали надежную идентификацию кадров осциллографа и камеры.

Контроль за работой камеры осуществлялся с помощью телевизионной установки, позволившей быстро проверять готовность установки в целом к работе, а также вести качественную оценку регистрируемых процессов в ходе экспозиции.

Во второй главе обсуждаются особенности работы искровой камеры в магнитном поле. Необходимо было получить ответ на такие вопросы, как влияние магнитного поля на эффективность регистрации частиц, на временные характеристики камеры, на возможность восстановления трека частицы по разрядам<sup>/11,12/</sup>.

Было показано, что при работе камеры в скрещенных электрическом и магнитном полях ранее принимавшаяся линейной зависимостью смещения разрядов от величины магнитного поля справедлива лишь для полей до  $\sim 2000$  э. Получены соотношения, подтвержденные экспериментом, свидетельствующие о слабой зависимости частоты взаимодействия электронов первичной ионизации с атомами газа от величины магнитного поля. При этом уменьшение скорости дрейфа электронов в направлении электрического поля способствует повышению эффективности регистрации частиц, но одновременно увеличивает время памяти камеры.

Смещение разрядов может быть скомпенсировано постоянным очищающим напряжением. Однако, как отмечено в работе<sup>/11/</sup>, наличие смещения позволяет оценивать относительное время пролета частиц и тем самым получить разрешающее время камеры порядка  $\sim 60$  нсек.

Восстановление трека ионизирующей частицы по разрядам в цилиндрической камере, работающей в аксиальном магнитном поле, имеет некоторые особенности, связанные с кривизной траектории и криволинейностью электродов. Было найдено, что с наименьшими ошибками трек мог быть восстановлен по характерным точкам разрядов, которые удалены от трека на величину смещения разряда в магнитном поле.

В третьей главе рассмотрен вопрос ливневой эффективности камер<sup>/13/</sup>, т.е. эффективности регистрации нескольких частиц, одновременно прошедших через разрядные промежутки. Актуальность вопроса следует из необходимости регистрировать многочастичные процессы в магнитном поле.

Были рассмотрены два механизма подавления разрядов. Сущность одного из них заключается в следующем. При формировании стримеров от нескольких частиц время формирования каждого стримера подвержено флуктуациям, величина которых определяется действующим электрическим полем. Один из стримеров первым завершает своё развитие пробоем, шунтируя остальные низким импедансом искрового канала.

Была предложена феноменологическая модель, сформулированная в виде следующих требований:

1. Для фиксированного значения электрического поля флуктуации во времени формирования каждого стримера ограничены интервалом  $(0, I) = \Delta T$  и подчинены единому закону распределения с плотностью вероятности  $\rho(t)$ , причем  $\int_0^I \rho(t) dt = 1$ .

2. Из отставших в развитии стримеров только те смогут завершиться пробоем, которые успеют закончить свое формирование в интервале  $(t, t + \delta)$  - внутри интервала  $(0, I)$  - отсчитываемым от момента возникновения первого пробоя  $t$ .

Вероятность образования  $m$  стримеров при прохождении через промежуток  $n$  частиц ( $m = 1, 2, \dots, n$ ) определяется формулой биномиального распределения:

$$v(m, n, \eta) = \frac{n!}{m!(n-m)!} \eta^m (1-\eta)^{n-m}, \quad (1)$$

где  $\eta$  - вероятность образования стримера.

Было показано, что для  $\rho = const.$  распределение вероятностей возникновения  $k$  пробоев от  $n$  частиц может быть записано также с помощью биномиальных членов:

$$P_n^{(k)} = v(k, n, \eta) \quad (2)$$

$$P_n^{(k)} = v(k, n, \eta) [v(k-1, k, \delta) + v(k, k, \delta)] + \sum_{m=k+1}^n v(m, n, \eta) v(k-1, m, \delta) \quad (3)$$

$$P_n^{(n)} = v(n, n, \eta) [v(n-1, n, \delta) + v(n, n, \delta)] \quad (4)$$

Следовательно, ливневая эффективность (4) определяется заданием двух параметров. Один из них  $\eta$  является эффективностью регистрации одной частицы, а другой  $\delta$  - параметр шунтирования. Из экспериментальных данных для неона  $\delta = 0,95 \pm 1$ .

Второй механизм подавления разрядов обнаруживается в камерах с параллельным питанием смежных промежутков, имеющих разброс в величине зазора. В результате действия различных электрических полей запаздывание разряда в промежутке с меньшим зазором оказывается меньше, что эквивалентно в рамках модели разным математическим ожиданиям функций  $\rho(t)$ , смещенным друг относительно друга. Расчеты показали, что  $\sim 15\%$  разброс в величине зазора приводит к полному подавлению разрядов в промежутке с большим зазором.

Проведенный анализ позволил сделать вывод, что параметр шунтирования, определяющий ливневую эффективность, для идентичных зазоров не зависит от величины зазора.

Четвертая глава диссертации посвящена эксперименту по поиску распада  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ . В теории слабого взаимодействия частиц безнейтринные распады мюона могут иметь место в том случае, если два нейтрино, возникающие в обычном  $\mu \rightarrow e$  распаде, тождественны. Тогда фотон или два электрона образуются за счет виртуальных слабого и электромагнитного взаимодей-

ствия. Если за слабые взаимодействия ответственен промежуточный бозон, то относительная вероятность распада  $R_{\mu \rightarrow e\gamma}$  имела бы порядок  $10^{-3}-10^{-4}$  /14/.

В настоящее время принято считать, что распад  $\mu \rightarrow e\gamma$  запрещен законом сохранения лептонного заряда. Однако, если, например, предположить, что существует взаимодействие, которое нарушает как  $CP$  - инвариантность, так и закон сохранения лептонного заряда, то относительная вероятность такого распада была бы  $R_{\mu \rightarrow e\gamma} \approx 10^{-9}$  /15/. Это значение на порядок меньше той границы, которая была установлена в наиболее точной из всех работ по поиску распада  $\mu \rightarrow e\gamma$  /16/.

Процесс  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  характеризуется тем, что угол разлета позитрона и  $\gamma$  - кванта  $\theta_{e\gamma} = 180^\circ$ , а энергии их равны  $E_e = E_\gamma = 52,8$  Мэв. Соответственно этим особенностям распада часть искровой камеры, в которой был помещен свинцовый конвертор, предназначалась для регистрации  $\gamma$  - квантов ( $\gamma$  - детектор). Другая половина служила для детектирования позитронов ( $e$  - детектор). Для запуска была использована логическая система выделения события, построенная на схемах быстрой электроники с разрешающим временем  $\sim 10$  нсек.

За  $\sim 60$  часов "чистого" времени работы ускорителя в мишени было остановлено  $\sim 6 \cdot 10^9$   $\pi^+$ - мезонов и получено 250 тысяч снимков. Отбор снимков производился в два этапа. На первом этапе отбирались те события, вид которых соответствовал ожидаемым схемам от распадов  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  и  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma$ . Всего было отобрано 2600 снимков.

В результате последующей обработки, при которой определялась энергия позитрона и угол между направлением позитрона и  $\gamma$  - кванта, было найдено 73 события типа  $\mu \rightarrow e\gamma$ , для которых угол  $\theta_{e\gamma}$  отличался от  $180^\circ$  не более, чем на  $15^\circ$ . Распределение этих событий по энергиям позитрона и  $\cos \theta_{e\gamma}$  показано на рис. 2. На этом же рисунке приведены результаты расчета фона от радиационного распада мюона, оказавшегося равным 70 событиям. Расчеты были проведены методом Монте-Карло.

Многочетное рассеяние в мишени и неточность определения угла, связанная главным образом с неточностью определения точки распада в мишени, привели к тому, что процесс  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  мог наблюдаться в интервале углов  $180^\circ \pm 5^\circ$ . Точность определения энергии позитрона определялась по следу в высокоэнергетической части измеренного спектра позитронов от обычного распада мюонов и составила  $\sim 5$  Мэв.

Как показано на диаграмме рис. 2, видно, что ни одно событие не попало в интервал энергий и углов, ограниченных значениями  $\pm 5$  Мэв и  $\pm 5^\circ$  от средних значений.

Эффективность регистрации процесса  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  определялась путем моделирования методом Монте-Карло на ЭВМ и оказалась равной (после введения всех поправок)  $1,35 \pm 0,2\%$ . При этом принимались во внимание геометрия камеры, магнитное поле, логика запуска, многократное рассеяние и потери энергии позитронов и электронов на излучение и ионизацию. В результате был получен верхний предел относительной вероятности распада

$$R_{\mu \rightarrow e\gamma} \leq 2,9 \cdot 10^{-8}$$

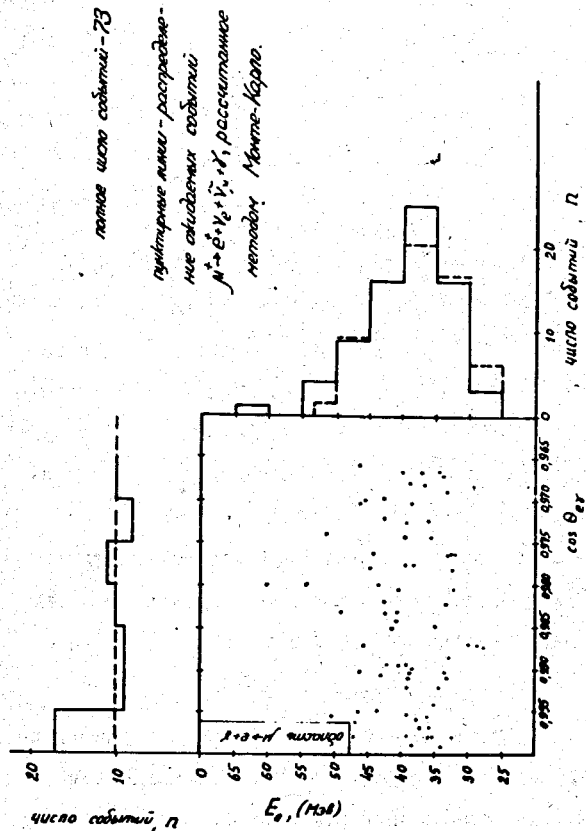


Рис. 2. Распределение событий распада  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e + \bar{\nu}_\mu + \gamma$  по энергии позитрона и косинусу угла разлета позитрона и  $\gamma$  - кванта.

на уровне 90% достоверности и

$$R_{\mu \rightarrow e \gamma} \leq 8,5 \cdot 10^{-9}$$

на уровне 50% достоверности.

Пятая глава посвящена эксперименту по поиску распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ + e^-$ . До настоящего времени этот распад никем не наблюдался. Современная теория предсказывает его появление в результате комбинированного действия слабого и электромагнитного каналов /17/. Этот процесс рассматривался с точки зрения возможного существования аномального взаимодействия 4-х лептонов /18/, а также наряду с нейтринными экспериментами при высоких энергиях как наиболее доступный для экспериментальных попыток обнаружить существование слабого шестифермионного взаимодействия /19/. По оценкам, сделанным на основании нейтринных экспериментов, относительная вероятность процесса  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ + e^-$  в случае существования слабого 6-фермионного взаимодействия, имеет порядок  $\sim 10^{-4}$ . В последнее время, как уже было отмечено, интерес к этому процессу еще более возрос в связи с возможностью получить информацию о слабых формфакторах пиона.

Поиски распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ + e^-$  были осуществлены одновременно с распадом  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  на магнитном искровом спектрометре. Для повышения эффективности установки к процессу  $\pi \rightarrow 3e \nu$  перед свинцовым конвертором был установлен ряд счетчиков (рис. 1). Запуск установки происходил в том случае, если в рабочем объеме камеры появлялись, по крайней мере, две трека. При этом импульсы от счетчиков проходили через "ворота" длительностью 70 нсек, запускаемые каждым пионом, попавшим в мишень.



Эффективность регистрации процесса  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ e^-$ , учитывающая кинематику распада, геометрию камеры и логику запуска, определялась путем моделирования методом Монте-Карло. После внесения необходимых поправок (длина ворот, мертвое время регистрирующих фотокамер, эффективность счетчиков и т.д.) эффективность регистрации оказалась равной  $1,2^{+0,2}\%$ .

За  $\sim 60$  час. "чистого" времени работы ускорителя в мишени было остановлено  $5,9 \cdot 10^9$   $\pi^+$ - мезонов и получено 250 тысяч пар фотографий.

При просмотре снимков событие считалось полезным, если треки двух позитронов и одного электрона в плоскости фотографирования совмещались в одной точке проекции мишени, а импульсы со счетчиков соответствовали установленной логике запуска. Событие считалось фоновым, если угол между позитроном и электроном попадал в интервал  $180^{+10}_-0$ , а их энергия отличалась друг от друга менее, чем на 10 Мэв, так как такие два трека могли быть имитированы одной частицей.

В результате отбора было получено 28 событий. Из них по  $\chi^2$ - критерию с 90% достоверностью были исключены 26 снимков; в которых треки не пересекались в одной точке, лежащей в мишени. В оставшихся двух снимках полная энергия событий оказалась равной  $92^{+12}$  Мэв и  $225^{+45}$  Мэв, вместо ожидаемых 140 Мэв.

Таким образом, ни одно событие не могло быть интерпретировано как событие  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ e^-$ . В результате полученная оценка верхней границы относительной вероятности распада

$$W(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ e^-) / W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \leq 3,4 \cdot 10^{-8}$$

на уровне 90% достоверности и

$$W(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ e^-) / W(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) \leq 10^{-8}$$

на уровне 50% достоверности.

Полученный верхний предел относительной вероятности распада на  $\sim 4$  порядка лучше теоретической оценки /19/.

Основные результаты сводятся к следующему:

1. Разработан и создан магнитный искровой спектрометр для исследования редких распадов пионов и мюонов, имеющих вероятность  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  от обычного распада.

2. Исследованы особенности работы многослойной искровой камеры в магнитном поле.

Показано, что

а) смещение разрядов в скрещенных электрическом и магнитном полях является нелинейной функцией величины магнитного поля;

б) смещение разрядов даёт информацию об относительном времени пролета частиц, что позволяет получить разрешающее время искровой камеры равным  $\sim 60$  нсек;

в) эффективность регистрации частиц в магнитном поле увеличивается.

3. Предложена и экспериментально подтверждена феноменологическая модель развития нескольких разрядов в искровом промежутке.

Получены аналитические зависимости, которые позволяют оценивать ливневую эффективность по параметрам, определяющим эффективность камеры к одной частице.

4. Получена оценка верхней границы относительной вероятности распада  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$

$$R_{\mu \rightarrow e \gamma} \leq 2,9 \cdot 10^{-8},$$

соответствующая уровню 90% достоверности при малом уровне фона.

5. Получена оценка верхней границы относительной вероятности распада  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e + e^+ e^-$

$$R_{\pi \rightarrow 3e \nu} \leq 3,4 \cdot 10^{-8},$$

соответствующая уровню 90% достоверности.

Материал, положенный в основу диссертации, опубликован в работах /4-13/, /20/ и докладывался на Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (США, Колумбия, 1969), на 15-ой Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970), на сессии отделения ядерной физики Академии наук СССР в г. Таллине (1970), на Международном совещании по искровым камерам (Дубна, 1966).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я.Б.Зельдович. ДАН, 91, 1317 (1953).
2. G.Danby, J.Gaillard, R.Goulianos, M.Lederman, N.Mistry, M.Schwartz and J.Steinberger. Phys.Rev.Lett,2,36 (1962).
3. Д.Ю.Бардин, С.М.Биленький, Г.В.Мицельмахер, Н.М.Шумейко. ОИЯИ, P2-5520, Дубна, 1970.
4. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов, Ю.В.Роднов. ОИЯИ, P13-5170, Дубна, 1970; Международное совещание по искровым камерам. I3-2958, Дубна, 1966.
5. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ P1-5251, Дубна, 1970; ЯФ 13, 2, 341 (1971); Intern. Conf. of High En. Phys. v. 1, 373, Kiev, 1970.
6. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ, P1-5542, Дубна, 1970.
7. С.М.Коренченко, Б.Ф.Костин, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ОИЯИ P1-5250, Дубна, 1970; ЯФ 13, 2, 239 (1971). High En. Phys. and Nucl. Struct. p. 680, N.Y.-L. 1970.
8. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов. ОИЯИ 2662, Дубна, 1966.
9. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов. ОИЯИ, 2572, Дубна, 1966.
10. С.М.Коренченко, К.Г.Некрасов. Авторск. свидет. № 225141; ПТЭ I, 54 (1971).
11. С.М.Коренченко, А.Г.Морозов, К.Г.Некрасов, ПТЭ; 5, 72 (1966); Международное совещание по искровым камерам. I3-2958, Дубна, 1966.
12. К.Г.Некрасов. ОИЯИ, P13-5811, Дубна, 1971.

13. С.М.Коренченко, Г.В.Мицельмахер, К.Г.Некрасов. ОИЯИ П13-5810, Дубна, 1971.
14. G. Feinberg. Phys. Rev., 110, 1482 (1958).
15. Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ 53, 1717 (1967).
16. S. Parker, H. L. Anderson, C. Rey. Phys. Rev., 132, B768 (1964).
17. W. Flagg. Phys. Rev., 178, 2387 (1969).
18. Л.Окунь, Б.Понтекорво, К.Руббин. ОИЯИ, Д-2768, Дубна, 1966.
19. А.Ванжа, А.Исаев, Л.Лепидус. ЯФ, 12, 595 (1970).
20. С.М.Коренченко, К.Г.Некрасов. ПТЭ 4, 120 (1965).

\*  
Рукопись поступила в издательский отдел  
5 июля 1971 года.