

63:51 ВБа 257366
М-15
КОН. РОЛЬНИЙ ЭКЗ.

АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР

УЧЕНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ
НАУК

На правах рукописи

МАКАРОВ Виктор Ильич

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АДРОННЫХ
СИСТЕМ В РАМКАХ СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА К ДУАЛЬНЫМ
РЕЗОНАНСНЫМ МОДЕЛЯМ

/01.04.02. - теоретическая и математическая физика/

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Минск - 1976

1221 10 11

1221 10 11

53:51 Ба 251366

M15

АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР

УЧЕНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ
НАУК

На правах рукописи

МАКАРОВ Виктор Ильич

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АДРОННЫХ
СИСТЕМ В РАМКАХ СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА К ДУАЛЬНЫМ
РЕЗОНАНСНЫМ МОДЕЛЯМ

/01.04.02. - теоретическая и математическая физика/

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

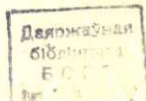


Бел. адвез
1994 г.



Минск - 1976

022910



251366

Работа выполнена в ИТФ АН УССР и в ИЯИ АН УССР.

Научные руководители - член-корреспондент АН УССР, профессор, доктор физико-математических наук В.П.ШЕЛЕВСТ

- кандидат физико-математических наук Г.М.ЗИНОВЬЕВ

Официальные оппоненты - доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Р.Н.ФАУСТОВ

- кандидат физико-математических наук И.С.САЦУНКЕВИЧ.

Ведущее учреждение - Институт физики высоких энергий АН СССР.

Защита диссертации состоится " " _____ 1975 г.
на заседании Ученого Совета по физике отделения физико-математических наук АН БССР в конференц-зале Института физики АН БССР /г.Минск, Ленинский проспект, 70/.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке им.Я.Коласа АН БССР.

Автореферат разослан " " _____ 1975 г.

Ученый секретарь Совета
канд. физ.-мат. наук

В.В. Филиппов

В.В. Филиппов

Характерной особенностью сильных взаимодействий при высоких энергиях является множественное образование вторичных адронов. Теоретическое описание этого явления представляет собой очень важную и актуальную задачу, решение которой позволило бы понять многие существенные черты механизма адронных взаимодействий [1].

Наибольшего успеха в этом направлении удалось достичь на пути построения феноменологических и полупеноменологических моделей. Однако, ни одна из имевшихся в настоящее время теоретических схем не доведена до уровня точных количественных предсказаний. При создании такого рода моделей руководствуются прежде всего стремлением самосогласованным образом включить в рассмотрение максимально возможное число наиболее важных качественных особенностей высокоэнергетических адронных реакций.

Реферлируемая диссертация посвящена изучению некоторых особенностей процессов множественного рождения на основе дуальной резонансной модели [2] /ДРМ/, являющейся в настоящее время одной из наиболее удачных теоретических схем, в рамках которой удается с единой точки зрения описать достаточно большое количество экспериментальных данных об адронных реакциях.

Тот факт, что в дуальных моделях плотность резонансов очень быстро растет с энергией, делает оправданным стремление характеризовать свойства спектра состояний с помощью усредненных характеристик и использовать для их нахождения методы статистической физики [3].

В связи с этим, необходимо отметить, что дальнейшее изучение применимости статистических методов в адронной физике высоких энергий может в корне изменить наши представления об этом подходе: вместо казалось бы приближенного рассмотрения, которым мы вынуждены пользоваться в силу неумения анализировать многочастичные процессы, статистические методы могут оказаться единственно возможным способом описания процессов множественной генерации, наиболее точно отражающим существенные особенности этих реакций.

Как показал опыт более чем тридцатилетнего использования статистических моделей в адронной физике, статистические мето-

ды нужно применять при неперенном учете разнообразия механизмов неупругих процессов и только в тех случаях, когда предположения, лежащие в их основе, действительно реализуются [4]. Расширение и углубление наших знаний о механизмах неупругих процессов позволяет сделать правильный выбор объектов приложения этих методов. Именно поэтому мы считаем, что наиболее адекватное описание реакций множественной генерации удастся получить при сочетании статистического подхода с динамическими моделями.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Во введении дается краткое обсуждение характерных свойств адронных реакций при высоких энергиях и обзор современных теоретических представлений о процессах множественной генерации частиц. Формулируется развиваемый в диссертации подход к исследованию высокоэнергетических свойств адронных систем, позволяющий учесть динамические и статистические эффекты.

Первая глава диссертации посвящена исследованию свойств спектра состояний дуальной резонансной модели Венециано. Как известно [5], свойства спектра состояний ДРМ определяются факторизационными свойствами дуальной амплитуды. Существенной при анализе последних является возможность записи амплитуды в операторной форме [6].

В рамках операторного формализма все состояния, связывающиеся с произвольным числом внешних частиц, принадлежат пространству Фока, которое генерируется бесконечным набором четырехмерных операторов гармонических колебаний $a_{\mu}^{(n)}$. Эти операторы удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[a_{\mu}^{(n)}, a_{\nu}^{(m)+}] = -g_{\mu\nu} \delta_{nm},$$

$$\begin{aligned} \mu, \nu &= 0, 1, 2, 3 \\ n, m &= 1, 2, \dots \end{aligned} \quad /1/$$

$$g_{\mu\nu} = (+, -, -, -)$$

Гамильтониан системы осцилляторов имеет вид

$$H = - \sum_{\mu, \nu} g_{\mu\nu} \sum_{n=1}^{\infty} n a_{\mu}^{(n)+} a_{\nu}^{(n)} \quad /2/$$

С помощью осцилляторных операторов оказалось возможным сформулировать "фeyнмановские" правила построения многочастичных дуальных амплитуд. При этом вершинной функции соответствует оператор

$$V(p) = \exp\left[\sqrt{2\alpha'} p \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{(n)+}}{\sqrt{n}}\right] \exp\left[\sqrt{2\alpha'} p \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a^{(n)}}{\sqrt{n}}\right] \quad /3/$$

описывающий поглощение частицы в основном состоянии /условно, π - мезон/ с 4-импульсом p . Пропагатор имеет вид

$$D[\alpha(s)] = \int_0^1 dx x^{-\alpha(s)+N-1} (1-x)^{\alpha(0)-1} \quad /4/$$

здесь $\alpha(s) = \alpha(0) + \alpha' s$ - линейная траектория Редже,
 s - квадрат 4-импульса.

Многочастичная амплитуда Венециано является вакуумным средним от последовательного произведения операторов вершин-пропагаторов, соответствующего мультипериферической диаграмме типа дерева. В ДРМ состояние с массой M является собственным состоянием гамильтониана H с собственным значением

$$H |N, \lambda_i\rangle = N |N, \lambda_i\rangle \quad /5/$$

Как известно, энергетические уровни в модели Венециано вырождены, т.е. одинаковым собственным значением гамильтониана обладают $d(N)$ состояний, которые нумеруются индексом λ_i [5]. Разумным, поэтому, представляется искать средние характеристики спектра состояний [7,8], такие как среднее число резонансов с одной массой, их средний спин и средняя ширина уровня.

Нужно отметить, что со статистической точки зрения, совокупность состояний, определяемых соотношением /5/, можно рассматривать как микроканонический ансамбль. Интересующие нас величины, поэтому, будут вычисляться как соответствующие средние.

Для нахождения их в диссертации используется аналогия между бозевскими операторами рождения, совокупность которых определяет состояние в ДРМ, и газом фотонов излучения абсолютно черного тела. Эта аналогия становится полной, если предполо-

жить, что число n_k осцилляторных операторов $a_k^{(\omega)}$ одной "энергии" k не является фиксированным, а флуктуирует около среднего значения \bar{n}_k , даваемого распределением Бозе-Эйнштейна.

$$\bar{n}_k = \frac{1}{e^{\frac{k}{T}} - 1} \quad /6/$$

Указанное предположение означает переход от микроканонического ансамбля резонансных состояний к термодинамически эквивалентному каноническому - прием, широко используемый в статистической физике. В формуле /6/ T - параметр, играющий роль температуры газа осцилляторов. Он выбирается из того условия, чтобы средняя энергия канонического ансамбля равнялась N .

Используя соответствующие формулы для фотонного газа [3] и зная температуру T , легко вычислить энтропию S газа осцилляторов, а отсюда - $d(N)$

$$d(N) = \exp(S) = \exp\left[\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3N}{2\alpha'}}\right] \quad /7/$$

Чтобы определить другие интересующие нас характеристики, предполагается, что свойства состояния с числами заполнения являющегося статистически наиболее вероятным, определяют средние свойства исследуемой совокупности резонансов.

Так, средний спин \bar{l} этого состояния, вычисленный в предположении о том, что спины осцилляторных уровней, дающих вклад в полный спин, являются независимыми величинами, имеет вид

$$\bar{l} \approx \sqrt{N} \quad /8/$$

Это соотношение позволяет сделать важный вывод о спиновой структуре состояний ДРМ: несмотря на то, что резонансы лежат на линейных по S Редже - траекториях, подавляющее их большинство сконцентрировано вблизи "эффективной" траектории $\alpha_{\text{эфф}}(S) \sim \sqrt{S}$. Такой характер зависимости среднего спина совокупности резонансов одной массы от S позволил, в частности, объяснить особенности энергетического поведения дифференциального сечения вперед неэкзотических адронных реакций.

Использование статистических методов, как мы уже отмечали, эффективно только в том случае, когда существует подходящий

объект для их приложения. В ДРМ таким объектом является, как было показано [9], усредненный дуальный резонанс, исследованию распадных свойств которого посвящен первый параграф второй главы [10].

Рассмотрение распадов возбужденных состояний дуальной резонансной модели, существенным образом опирающейся на узкорезонансное приближение, предполагает использование некоторой унитаризационной процедуры ДРМ [11]. Основываясь на ней, мы находим вероятности распадов дуальных резонансов с помощью обычных квантово-механических правил. Распад и образование резонансов в ДРМ идет через двухчастичный канал и описывается вершиной $\tilde{V}(p)$, связывающей два резонансных состояния с частицей в основном состоянии /условно, π - мезон/ с импульсом p .

Таким образом, амплитуда распада состояния, характеризующегося числами заполнения $\{N, \lambda_i\}$ с уровня N на π - мезон и резонанс с уровня N' с числами заполнения $\{N', \lambda'_j\}$ определяется как:

$$A = \langle \{N, \lambda_i\} | \tilde{V}(p) | \{N', \lambda'_j\} \rangle \quad /9/$$

здесь N, N' и p связаны между собой простым кинематическим соотношением. А вероятность распада $W(N, p)$ резонансного состояния с уровня N на состояние с уровня N' и π - мезон будет иметь вид:

$$W(N, p) = \frac{1}{\alpha(N)} \frac{1}{(2\pi i)^2} \oint \oint dx dy x^{-N-1} y^{-N'-1} [(1-x)(1-y)]^{-\alpha(0)-1} \cdot \text{Sp} [x^N \tilde{V}(p) y^{N'} \tilde{V}(-p)] \quad /10/$$

Контуры интегрирования в формуле /10/ являются окружностями с центром в начале координат соответствующих комплексных плоскостей.

Поскольку в ДРМ два возбужденных состояния связываются с π - мезоном с помощью не только обычной вершины /3/, но и через так называемые твистированные вершины $\Omega V(p)$, $V(p)\Omega^\dagger$, $\Omega V(p)\Omega^\dagger$ /здесь Ω - твистинг-оператор [6]/, то вершину $\tilde{V}(p)$ мы выбираем в следующем виде [10]:

$$V(p) = \frac{1}{4} [V(p) \cdot \Omega V(p) \cdot V(p)\Omega^\dagger \cdot \Omega V(p)\Omega^\dagger] \quad /11/$$

Это приводит к тому, что в искомую вероятность дают вклады ориентированные и неориентированные петлевые диаграммы.

Вычисляя контурные интегралы методом перевала, для $W(N, p)$ можно получить с точностью до несущественных множителей следующее выражение:

$$W(N, p) \simeq \exp \left[- \frac{E(p)}{\frac{1}{2} T_0 \left(1 + \sqrt{1 - 2 \frac{E(p)}{\sqrt{N}}} \right)} \right] \quad /12/$$

где $E(p) = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$ — энергия π — мезона с импульсом p ,

$$T_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3}{2\alpha'}} \simeq 180 \text{ МэВ} \quad /13/$$

Анализ формулы [12] позволяет сделать вывод об ограниченности асимптотического /при $M \rightarrow \infty$ / значения ширины дуального резонанса. Импульсное распределение вторичных π — мезонов имеет болцмановский характер, где параметр T играет роль температуры. Их средняя энергия ограничена значением $E \sim T_0$, а множественность растет пропорционально массе исходного резонанса.

Этот результат совпадает с предсказанием модели статистического бутстрапа [12]. В диссертации обсуждаются причины этого явления.

Использование статистического подхода позволяет оценить импульсное распределение вторичных частиц, рождающихся в высокоэнергетических адронных реакциях [13], [14]. При этом мы исходим из того факта, что учет динамических эффектов, с точки зрения статистической физики, должен сказаться на форме распределений, с помощью которых в модели вычисляются средние. Другими словами, идет речь о переопределении энергетической зависимости температуры канонического ансамбля состояний.

В диссертации приводятся аргументы в пользу того, что для оценки импульсного распределения π — мезонов, рождающихся непосредственно после столкновения, следует выбрать температуру канонического ансамбля вторичных частиц равной температуре ансамбля промежуточных состояний четырехточечной амплитуды Венециано. Как показывают вычисления, распад такого резонанса существенно отличается от распада дуального фибрбола.

Третья глава диссертации посвящена изучению распадных свойств дуальных резонансов с фиксированным спином. Методы, используемые в этой главе, позволяют выделить из всего спектра состояний ДРМ состояния с фиксированной массой и спином, исследовать их свойства, а также уточнить спиновую структуру резонансного спектра дуальных резонансных моделей [15].

Чтобы определить распад резонанса с уровня N со спином ℓ на резонанс с уровня N' и π -мезон, вычислим сначала вспомогательную величину $\sigma(N, N', \ell_z)$, которая является суммой квадратов модулей матричных элементов перехода всех резонансов с уровня N с проекцией спина на ось z , равной ℓ_z в π -мезон и все резонансы с уровня N' .

$$\sigma(N, N', \ell_z) = \frac{1}{(2\pi i)^2} \oint \oint dx dy x^{-N-1} y^{-N'-1} [(1-x)(1-y)]^{\alpha(0)-1} \cdot \text{Sp} [\mathcal{P}_{\ell_z} x^{\mu} V(p) y^{\nu} V(-p)] \quad /14/$$

здесь \mathcal{P}_{ℓ_z} - проектирующий оператор на состояния с проекцией спина на ось z , равной ℓ_z [16]

$$\mathcal{P}_{\ell_z} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi e^{-i\varphi \ell_z} e^{i\varphi \hat{L}_z} \quad /15/$$

где \hat{L}_z - оператор проекции спина на ось z

$$\hat{L}_z = -i \sum_{n=1}^{\infty} (a_x^{(n)\dagger} a_y^{(n)} - a_y^{(n)\dagger} a_x^{(n)}) \quad /16/$$

Анализ вкладов в величину $\sigma(N, N', \ell_z)$, позволяет определить искомую вероятность $W(N, N', \ell_z)$

$$W(N, N', \ell_z) = \frac{1}{d(N, \ell)} \left[-\frac{\partial}{\partial x} \bar{\sigma}(N, N', x) \Big|_{x=\ell} \right] \quad /17/$$

здесь $d(N, \ell)$ - число резонансных состояний ДРМ с уровня N со спином ℓ .

$$d(N, \ell) = d(N) \frac{\pi^2}{6N} \frac{\text{sh} \left(\frac{\ell}{2} \sqrt{\frac{2\pi^2}{3N}} \right)}{\text{ch}^3 \left(\frac{\ell}{2} \sqrt{\frac{2\pi^2}{3N}} \right)} \quad /18/$$

$\bar{\sigma}(N, N', \ell)$ - результат усреднения $\sigma(N, N', \ell)$ по углу между \vec{P} - импульсом π - мезона и осью z . С точностью до не-
 существенных множителей, для $W(N, N', \ell)$ получаем

$$W(N, N', \ell) \simeq \frac{d(N', \ell)}{d(N, \ell)} \quad /18a/$$

Анализируя этот ответ, прежде всего отметим тот факт, что вероятность перехода на уровень N' определяется, главным образом, числом состояний на этом уровне со спином, равным спину начального резонанса. Этот результат указывает на тот факт, что распад дуального резонанса с фиксированным спином имеет чисто статистический характер, причем орбитальный момент конечных продуктов /в силу влияния центробежного барьера/ близок к нулю.

Кроме того, с ростом N' вероятность перехода быстро возрастает, так что основной вклад в полную вероятность распада дают процессы с максимально тяжелым вторичным резонансом.

В предположении о каскадном характере распада дуального резонанса с фиксированным спином, этот процесс представляется идущим следующим образом:

1/ если резонанс лежит на лидирующей траектории, то при каждом акте распада он сдвигается по этой траектории на несколько единиц спина, испуская при этом "тепловой" π - мезон с энергией $E_{\pi} \sim T_0$;

2/ если резонанс лежит на дочерней траектории, то процесс распада идет в два этапа. В течение первого из них резонанс распадается, рождая π - мезон и вторичный резонанс с тем же спином. Этот процесс продолжается до тех пор, пока на каком-либо шаге резонанс не попадает на лидирующую траекторию. Дальше распад идет как в случае 1/.

Методы выделения состояний ДРМ с фиксированным спином, развитые в первом параграфе третьей главы, могут быть использованы для описания некоторых существенных свойств различных реакций. Во втором параграфе этой главы мы рассматриваем реакцию высокоэнергетической аннигиляции электрон-позитронной пары в адроны [17]. В однофотонном приближении эту реакцию можно рассматривать как идущую через образование тяжелого адронного промежуточного состояния со спином ноль или единица. Адроны в конечном состоянии являются продуктами распада этого резонанса.

Изучение свойств промежуточного резонанса в рамках статистического подхода к дуальным резонансным моделям позволяет сделать вывод об ограниченности энергии конечных продуктов высокоэнергетической e^+e^- аннигиляции в адроны, что находит хорошее подтверждение в проведенных в последнее время экспериментах на электронных ускорителях SPEAR и CEA [18]. Этот факт служит, по нашему мнению, достаточно хорошим доказательством применимости статистического подхода к дуальным резонансным моделям для описания высокоэнергетических адронных процессов.

Материалы диссертации докладывались на Международном симпозиуме по теории элементарных частиц в Рейнхартсбрунне, ГДР, в 1972 г., на Международном семинаре "Взаимодействие адронов при высоких энергиях", Баку, 1972 г., а также на семинарах Отдела теории элементарных частиц Института теоретической физики АН УССР и опубликованы в следующих работах: [7], [8], [10], [13], [14], [15], [17].

Л и т е р а т у р а

1. E.L.Feinberg, Phys.Reports, 50, 237(1972).
P.M.Мурадян, препринт ОИЯИ P2-6762.
2. G.Veneziano, Nuovo Cim., 57A, 190(1968).
3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Статистическая физика, М., "Наука", 1964.
4. И.Н.Сисакян, Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский, Труды ФИАН, 57, 164/1972/.
5. S.Fubini, G.Veneziano, Nuovo Cim., 64A, 811(1969).
6. V.Alessandrini, D.Amati, M.Le Bellac, D.Olive, Phys. Reports, 10, 269(1971).
7. M.I.Gorenstein, V.I.Makarov, V.A.Miransky, V.P.Shelest, G.M.Zinovjev, Lett. at Nuovo Cim., 3, 347(1972).
8. М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев, В.И.Макаров, В.А.Миравский, В.П.Шелест, Труды международного семинара "Взаимодействия адронов при высоких энергиях", Баку, 1972.
9. V.A.Miransky, V.P.Shelest, B.V.Struminsky, G.M.Zinovjev, Phys. Lett., 43B, 73(1973).



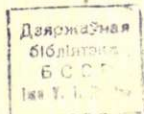
10. V.I.Makarov, V.A.Miransky, V.P.Shelest, G.M.Zinovjev, Lett. at Nuovo Cim., 8, 151(1973).
11. A.Di Giacomo, S.Fubini, L.Sertorio, G.Veneziano, Phys. Lett., 33B, 171(1970).
12. R.Hagedorn, Nuovo Cim.Suppl., 3, 147(1965); S.Frautschi, Phys.Rev., D3, 2821(1971).
13. M.I.Gorenstein, V.I.Makarov, V.A.Miransky, V.P.Shelest, G.M.Zinovjev, preprint ITP-72-53E.
- 14: М.И.Горенштейн, Г.М.Зиновьев, В.И.Макаров, В.А.Миранский, В.П.Шелест, Письма в ЖЭТФ, 15, 686/1972/.
15. V.I.Makarov, preprint ITP-74-71E.
16. F.Cerulus, Nuovo Cim., 22, 958(1961).
17. В.И.Макаров, препринт ИТФ-74-144P.
18. W.Chinowsky, 1V International Conference on Meson Spectroscopy (1974).

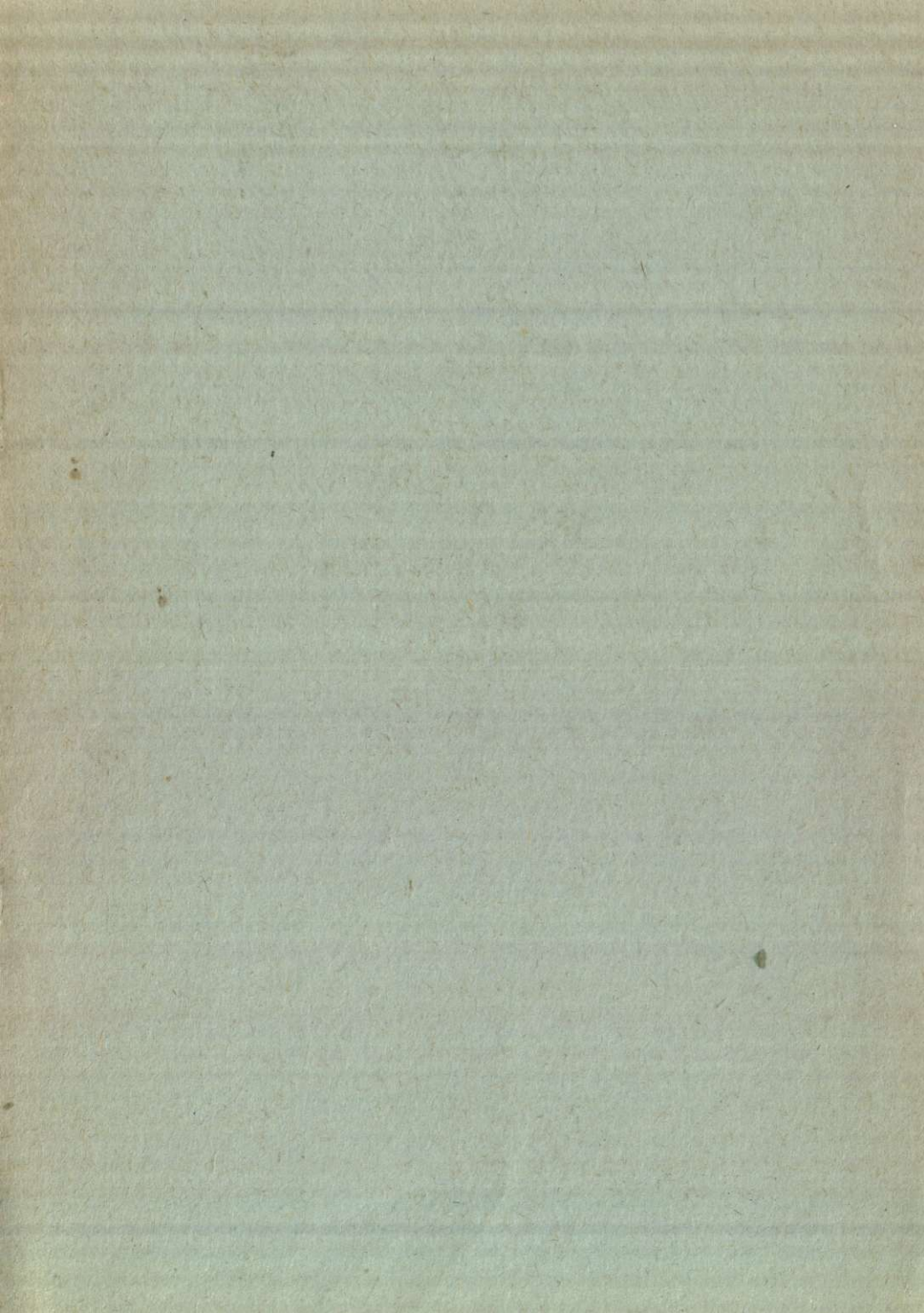
251366

АТ №10497 Подписано к печати 11.11.1975 г.
 Формат 60x90/16 печ.л. 0.7 тир. 100 экз. Зак. 454

Фотопринт ИФ АН ЕССР. Минск. Ленинский пр. 70.

12





Мед. аптека
Ауғанат.



00000004 16732 1