

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



17/2-77

PI - 10846

K-245

4186/2-77

В.А.Карнаухов

СВЕРХСИЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
В АТОМНЫХ ЯДРАХ
И ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ
ДОЛГОЖИВУЩИХ ГИПЕРЯДЕР

1977

P1 - 10846

В.А.Карнаухов

СВЕРХСИЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
В АТОМНЫХ ЯДРАХ
И ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ
ДОЛГОЖИВУЩИХ ГИПЕРЯДЕР

Направлено на Всесоюзный семинар "Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра" /Звенигород, сентябрь 1977 г./

Сверхсильные электромагнитные поля в атомных ядрах
и возможность существования долгоживущих гиперядер

Дается краткий обзор теоретических гипотез относительно восстановления спонтанно нарушенных симметрий в сильных электромагнитных полях. Наличие высоких внутренних полей в ядрах делает возможным поиск проявления эффекта восстановления симметрий (обращение в нуль угла Кабиббо) как в ядерном бета-распаде, так и в распаде гиперядер. Показано, что фазовый переход $\theta_c \rightarrow 0$ внутри ядра может привести к удлинению времени жизни гиперядра в ~ 100 раз (в области тяжелых ядер). Обсуждаются экспериментальные методы поиска гиперядер с аномально большим временем жизни.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Superstrong Electromagnetic Fields in Atomic
Nuclei and Possibility of Existence of
Longlived Hypernuclei

A short review of theoretical hypotheses is presented as to the restoration of spontaneously broken symmetries in strong electromagnetic fields. The presence of high electric and magnetic fields in the nucleus interior allows one to search for effects of symmetry restoration (vanishing of the Cabibbo angle) both in nuclear beta-decay and in the decay of hypernuclei. It is shown that the phase transition of $\theta_c \rightarrow 0$ in a nucleus may result in the increase of a hypernuclear lifetimes to about 100 times (in heavy nuclei region). Experimental methods of the search for hypernuclei with anomalously long lifetimes are discussed.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Теория о возможности восстановления симметрии в экстремальных внешних условиях

Слабый распад гиперонов $\Delta S = 1$ / современная теория связывает со спонтанным нарушением симметрии. Мера этого нарушения определяет величину угла Кабиббо θ_c . Принятому сейчас значению угла Кабиббо отвечает $\sin\theta_c = 0,232 \pm 0,003$ /из распада гиперонов/. В соответствии с существующими представлениями между константами слабого распада мюона G_μ , векторной константой бета-распада G_V и константой слабого распада гиперона G_Λ существует следующая связь:

$$G_V = G_\mu \cos\theta_c, \quad G_\Lambda = G_\mu \sin\theta_c, \quad /1/$$

$$G_V^2 (\Delta S = 0) + G_\Lambda^2 (\Delta S = 1) = G_\mu^2.$$

Таким образом, конечное значение угла Кабиббо меняет на ~5% квадрат векторной константы бета-распада и делает возможным слабый распад гиперона. В последние годы теоретики интенсивно исследуют вопрос о том, не будет ли спонтанно нарушенная симметрия восстанавливаться в экстремальных внешних условиях: при высоких температурах и давлении, сверхсильных гравитационных, электрических, магнитных полях. Современное состояние теории обсуждается в работах Киржница и Линде /1/, Салама и Страсди /2,3/.

В 1974 году Салам и Страсди /2/ высказали идею о возможности восстановления симметрии в сильном

внешнем магнитном поле. Ими была разработана модель, исходящая из аналогии с теорией Гинзбурга-Ландау, которая объясняет разрушение сверхпроводимости внешним магнитным полем. Согласно Саламу и Страсди при некотором критическом магнитном поле H_c может произойти своеобразный фазовый переход, которому отвечает обращение в 0 угла Кабиббо. Это приведет к увеличению вероятности фермиевского бета-перехода примерно на 5% и к абсолютному запрету слабого распада гиперона. По оценке Салама и Страсди, $H_c \approx 10^{16}$ Гс. Вопрос о восстановлении спонтанно нарушенной симметрии во внешнем магнитном поле рассматривался также Линде /4/. Были отмечены слабые места в модели Салама и Страсди. Согласно теории Линде критические магнитные поля должны быть существенно выше: $H_c \geq 10^{18}$ Гс.

В последующей работе Салама и Страсди /5/ отмечается, что ответственным за фазовый переход может быть не только магнитное поле, но и электрическое. Однако действуют они в противоположных направлениях. Если увеличение магнитного поля приближает к точке фазового перехода, то электрическое - стабилизирует положение и наоборот. Критической величиной является релятивистский инвариант типа

$$\langle J \rangle = \langle H^2 - E^2 \rangle. \quad /2/$$

Какое поле действует в сторону восстановления симметрии, т.е. какой знак $\langle J \rangle_c$, - неизвестно: ответ модельно-зависим. Ниже, в этом разделе мы изложим отдельные выводы работы /5/.

Прежде всего, о величине критического значения релятивистского инварианта $\langle J \rangle_c$. Модельная оценка, выполненная в /5/, дает:

$$|\langle J \rangle|_c \approx \eta (3,5 \cdot 10^{16})^2,$$

где η - модельно-зависимый параметр.

Столь высокие поля недоступны современной лабораторной технике. Однако, как было показано в работах

Сурани и Хедингера /6/ и Ли и Ханна /7/, громадные электрические и магнитные поля существуют внутри ядер. Поэтому наиболее подходящая сейчас "лаборатория" для проверки идей восстановления симметрии - само атомное ядро.

Рассмотрим ядро с нечетным валентным протоном, имеющим орбитальный момент ℓ . Квазиклассически такое ядро можно представить как четный кор, вокруг которого вращается протон на орбите с радиусом, равным радиусу ядра R . Магнитное поле в центре будет равно /5/

$$H \sim \frac{e}{M_p} (\ell \pm \mu_p) R^{-3}, \quad R \sim m_\pi^{-1} A^{1/3}, \quad /3/$$

$$H \sim em_\pi^2 \frac{m_\pi}{M_p} \cdot \frac{\ell \pm \mu_p}{A} \sim \frac{\ell \pm \mu_p}{A} \cdot 3,6 \cdot 10^{15},$$

где M_p, μ_p - масса и магнитный момент /в магнетонах Бора/ протона, m_π - масса пиона. Таким образом, в ядре ^{113}In , имеющем валентный протон в состоянии $g_{9/2}$, будет реализоваться поле $\sim 2 \cdot 10^{14}$ Гс. Кроме того, за счет движения нуклонов в электрически заряженной среде возникает эффективное магнитное поле $\sim \frac{v}{c} \times \vec{E} \sim 2,5 \ell_N \times 10^{15}$ Гс /в системе координат нуклона/ /7/. Отметим, что это поле равно 0 для S-состояния /т.е. для гиперона в гиперядре/.

Электрическое поле равно /5/

$$E(r) \sim \begin{cases} \frac{Z}{A} (em_\pi^2) \cdot m_\pi \cdot r, & 0 \leq r \leq m_\pi^{-1} A^{1/3} = R, \\ \frac{Ze}{r^2}, & m_\pi^{-1} A^{1/3} \leq r \leq \infty. \end{cases} \quad /4/$$

* Здесь $h = c = 1$; $em_\pi^2 = 2,4 \cdot 10^{16}$ Гс, расстояние от центра измеряется в единицах комптоновской длины волны пиона: $m_\pi^{-1} = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.

Сравнение выражений /3/ и /4/ показывает, что магнитное поле превалирует только в самой "сердцевине" ядра /для средних и тяжелых ядер/. На рис. 1 схематично показано распределение внутренних статических электрического и магнитного полей в ядре.

Инвариант внутри ядра меняется от положительного значения $-\left[\frac{\ell \pm \mu_p}{7A}\right]^2$ в центре ядра до отрицательной величины $-\left(\frac{\ell \pm \mu_p}{7A}\right)^2 - \left(\frac{Z}{A^{2/3}}\right)^2$ на периферии /в единицах $(em^2/\pi)^2$ /. При $r=R'$ величина J меняет знак.

Салам и Страсди оценили $\langle J \rangle$ внутри Λ^0 -гиперона, используя кварковую модель /5/. Они нашли, что $\langle E \rangle = 0$, $\langle H \rangle \approx -10^{15}$ Гс, то есть $\langle J \rangle > 0$. Из этой оценки следует, что если в природе реализуется вариант $\langle J \rangle_c > 0$, то критическое значение магнитного поля превышает 10^{15} Гс. Этот вариант практически недоступен проверке

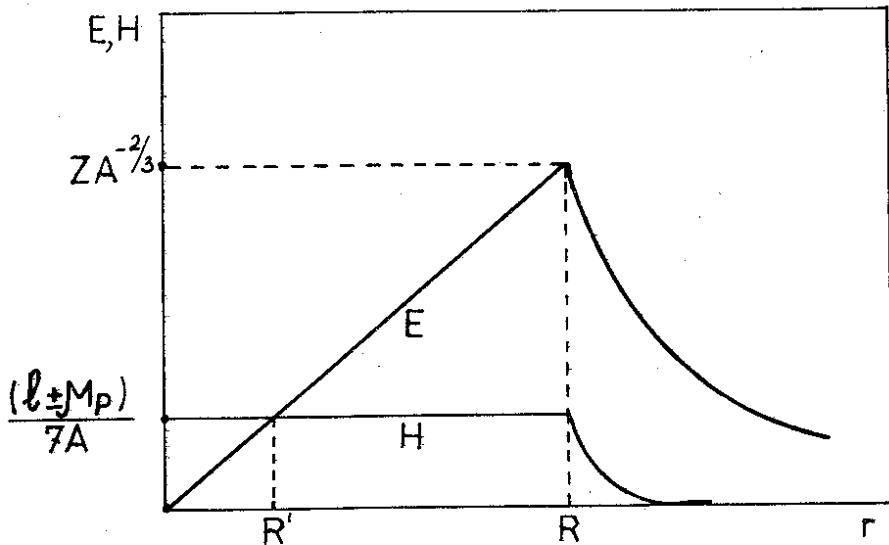


Рис. 1. Электрическое и магнитное поля внутри ядра в соответствии с классическими оценками, сделанными в /5/. Поля измерены в единицах $em^2/\pi = 2,4 \cdot 10^{16}$ Гс; $R' = m^{-1}(\ell \pm \mu_p) \cdot (7Z)^{-1}$.

в "ядерной лаборатории", т.к. для средних и тяжелых ядер $\langle N^2 - E^2 \rangle < 0$. Для тяжелых ядер $\langle J \rangle$ достигает величин $\sim 10^{17} \text{ Гс}^2$. Поэтому вариант, когда $\langle J \rangle_c < 0$, является более благоприятным в экспериментальном отношении.

Существуют ли экспериментальные указания на фазовый переход $\theta_c \rightarrow 0$?

Первые оптимистические оценки Саламом и Страсди величины критического магнитного поля инициировали появление работ, в которых аномалии в приведенных вероятностях ядерных β -переходов были проанализированы с учетом возможности обращения в нуль угла Кабиббо. Одна из этих работ касается "аномалии" в β^+ -распаде ^{35}Ar /Харди и Таунер /8/ /, другая принадлежит Вотсону /9/, который рассмотрел отклонения вероятности мюонного захвата для ряда ядер от формулы Примакова. Авторы интерпретируют эти аномалии как указание на $\theta_c \rightarrow 0$. Остановимся на этих работах. Напомним, что здесь речь идет об относительно малом эффекте: обращение в нуль угла Кабиббо меняет константу ядерного β -перехода на $\sim 2,5\%$.

1. Векторная /фермиевская/ константа β -распада связана с константой распада мю-мезона через угол Кабиббо соотношением /1/. Таким образом, независимое определение G_{ν} и G_{μ} позволяет найти θ_c . Харди и Таунер отметили, что фермиевские переходы типа $0^+ \rightarrow 0^+$ для ядер от ^{10}C до ^{54}Co имеют одинаковые с точностью до десятой процента значения Ft , и предположили, что для них справедливо "нормальное" значение θ_c . Затем были рассмотрены сверхразрешенные переходы зеркальных ядер: ^1n , ^{19}Ne , ^{35}Ar . Для них Ft имеет вид

$$Ft = \frac{\text{const}}{G_{\nu}^2 \langle 1 \rangle^2 (1 + \rho^2)(1 + \Delta_R^2)}, \quad /5/$$

где $\langle 1 \rangle$ - фермиевский матричный элемент, фактор ρ учитывает вклад гамов-теллеровского перехода, Δ_R - универсальная для всех ядер радиационная поправка. Поскольку

ку для $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов $\rho = 0$, знание Ft для этих переходов дает $G_V^2(1+\Lambda_R)$. Определяя G_V из /1/, Харди и Таунер нашли Λ_R . Величины ρ^2 были оценены для этих изотопов на основе величины асимметрии испускания β -частиц поляризованными ядрами. Таким путем из экспериментальных Ft для ^{119}Sn , ^{19}Ne , ^{35}Ar были определены значения константы распада G_V и по формуле /1/ было найдено значение угла Кабиббо для каждого ядра. Оно оказалось нормальным для первых двух и аномально малым для ^{35}Ar : $\sin\theta_c = 0,03 \pm 0,09$. Работа /8/ была подвергнута критике в статье /10/. Здесь был проведен аналогичный анализ, однако использовались не средние значения энергии распада и коэффициента асимметрии, а максимальные из измеренных. В результате было получено $\sin\theta_c = 0,218 \pm 0,037$, что согласуется со значением, полученным при анализе вероятности распада гиперона. Другая серия критических замечаний сделана в работе /7/, где показано, что на нуклон, испытывающий бета-распад, действует эффективное магнитное поле за счет движения в электрическом поле вне зависимости от четности ядра. Поэтому аномалия в ^{35}Ar , если она есть, не может быть связана с внутриядерным электромагнитным полем.

2. Вотсон /9/ отметил, что вероятность ядерного захвата μ -мезона для ядра ^{93}Nb примерно на 11% превышает предсказываемую по известной формуле Примакова. По мнению Вотсона, это превышение может быть связано с обращением в нуль угла Кабиббо из-за высокого магнитного поля внутри этого ядра /внешний протон находится в состоянии $g_{9/2}$ /. В качестве аргумента в пользу этого вывода указывается на то, что для соседнего четного ядра ^{92}Zr экспериментальная скорость захвата превышает теоретическую только на 4%. Подобная ситуация отмечена для ядра ^{115}In .

Эта работа подвергнута справедливой критике в работе Ли и Ханна /7/, указавших на существование в четных и нечетных ядрах высокого эффективного магнитного поля, действующего на все нуклоны с $l \neq 0$. Отметим, что отклонения вероятности μ -захвата от формулы Примакова могут быть связаны с проявлением структуры ядра.

По-видимому, упомянутые работы нельзя рассматривать как веские указания на проявление фазового перехода $\theta_c \rightarrow 0$ в ядерном β -распаде.

О "долгоживущих" гиперядрах

В работах^{/6,9/} отмечалось, что весьма перспективным способом проверки возможности фазового перехода $\theta_c \rightarrow 0$ является поиск долгоживущих гиперядер.

1. Остановимся на вопросе о том, насколько может увеличиться время жизни гиперона в ядре, если за счет внутриядерных электромагнитных полей угол Кабиббо обратится в нуль. Внутриядерное поле, а также величина $|\langle N^2 - E^2 \rangle|$ быстро спадают за пределами ядра. Для оценки фактора увеличения времени жизни гиперона полагаем, что гиперон будет стабильным при $r < R$, а при $r > R$ распадается с "нормальной" скоростью λ_0 . Отсюда вероятность распада гиперядра λ_{II} равна:

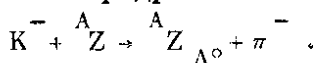
$$\lambda_{II} = \lambda_0 \int_R^\infty \psi^2(r) r^2 dr \cdot \left(\int_0^\infty \psi^2(r) r^2 dr \right)^{-1} = \lambda_0 f^{-1}, \quad /6/$$

где $\psi(r)$ - волновая функция гиперона в ядре. Фактор задержки f зависит от энергии связи гиперона в ядре и размеров ядра, он возрастает по мере увеличения A . По нашей оценке, для свинца $f \approx 80-100$. По Далитцу^{/11/} время жизни нормального гиперсвинца ожидается равным $\sim 10^{-10}$ с. значит, время жизни "долгоживущего" тяжелого гиперядра может быть $\sim 10^{-8}$ с. Ясно, что фактор задержки возрастает по мере превышения полем внутри ядра его критического значения.

2. Какая область периодической системы наиболее подходит для поиска "долгоживущих" гиперядер? По-видимому, в этом поиске следует исходить из предположения, что $\langle J \rangle_c < 0$, т.е. полем, восстанавливающим симметрию, является электрическое. Другой вариант ($\langle J \rangle_c > 0$) не представляется реальным для проверки, так как внутриядерные поля не превышают величины, которую следует ожидать для области внутри свободного гиперона. Отсюда следует, что нужно интересоваться тяжелыми гиперядра-

ми. Основным каналом распада гиперона в тяжелом ядре />95%/ является безмезонный: $\Lambda^0 + N \rightarrow 2N + 170 \text{ МэВ}$. Со значительной вероятностью такое энерговыделение вызовет деление, поэтому "долгоживущие" тяжелые гиперядра можно детектировать по запаздывающему делению. В связи с этим следует выбрать такой диапазон тяжелых ядер, где нет спонтанно делящихся изомеров. Это, заведомо, область в районе свинца и, с несколько меньшей надежностью, область Po - Th.

3. Остановимся на возможных экспериментальных методах детектирования запаздывающего деления гиперядер. Сейчас можно представить два экспериментальных подхода. а/ Использование электронных методов на пучках медленных K^- -мезонов, которые за счет реакции "обмена" странностью с большой вероятностью образуют гиперядра:



Требования к электронике относительно умеренные, если искать запаздывание в диапазоне $\geq 10^{-8}$ с. Однако трудности значительно возрастают, если диапазон времен запаздывания $\sim 10^{-10}$ с. б/ Представляется весьма перспективным метод измерения осколочной активности для экстремально короткоживущих ядер, предложенный Меттагом и др. /12/. Здесь осколки регистрируются трековым детектором /стекло, органическая пленка/. Временное измерение делается путем определения пространственного распределения распадающихся ядер, выбитых из мишени пучком. Суть метода поясняется рис. 2. Пучком облучается мишень, установленная на полом цилиндра небольшого диаметра /...3 мм/. Мишень должна быть очень гладкой и плоской.

Цилиндр с мишенью окружен цилиндрическим трековым детектором существенно большего диаметра, чем диаметр цилиндра с мишенью. Мишень находится в середине /по оси/ цилиндрического детектора. Пучок проходит через держатель мишени и выбивает из последней продукты реакции в вакуум. Одна половина детектора "видит" мишень, поэтому только она будет облучена осколками мгновенного деления. Вторая половина детектора - тене-

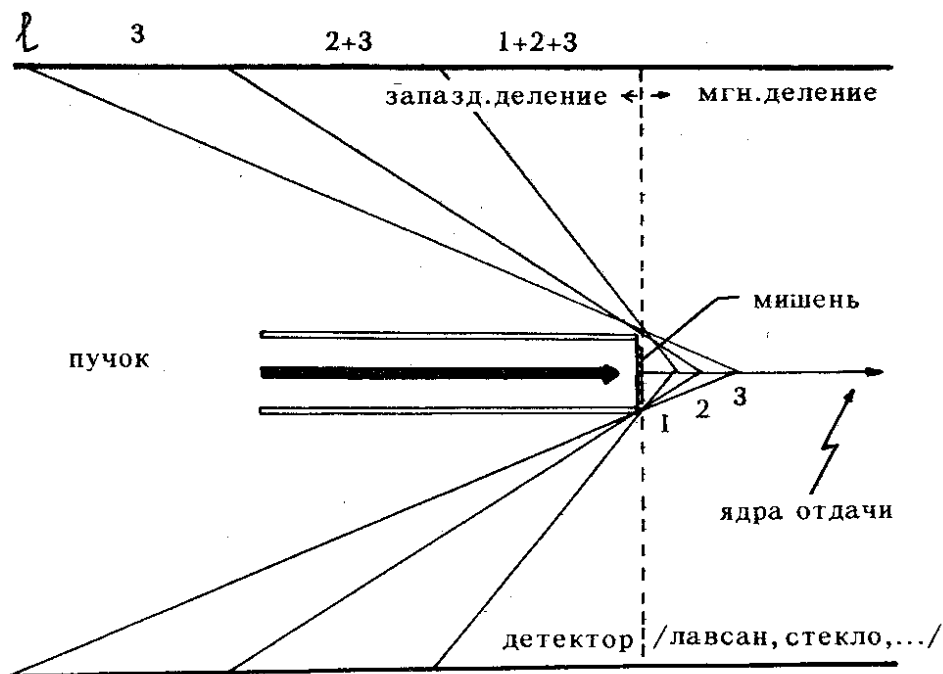


Рис. 2. Схема эксперимента для детектирования задержанного деления ядер отдачи в пикосекундном диапазоне времен жизни 10^{-12} . Такого типа схема опыта может быть использована для поиска долгоживущих гиперядер.

вая, мишень "не видит". На нее попадают только осколки запаздывающего деления из ядер отдачи. Распад с задержкой τ будет происходить на расстоянии от мишени, равном $v \cdot \tau$, где v - скорость ядра отдачи. Осколки при этом будут регистрироваться на участке длиной $\ell_r = v \cdot \tau \cdot \frac{D_d}{D_t}$

/по образующей цилиндра, начало отсчета - плоскость мишени/. Таким образом, пробег ядер отдачи будет "проектироваться" на детектор с усилением, равным отношению диаметров детектора и мишени $\frac{D_d}{D_t}$. Если

известна величина v , то может быть найдено τ .

В работе /12/ таким методом был обнаружен спонтанно делящийся изомер со временем жизни $\sim 3 \cdot 10^{-11}$ с.

При получении гиперядер в реакциях под действием релятивистских протонов можно рассчитывать на значительные импульсы отдачи. Так, по работе /13/ средний импульс тяжелого ядра отдачи при облучении ^{238}U протонами с энергией 10 ГэВ равен $\sim 1 \text{ ГэВ/с}$. Это отвечает энергии $\sim 2,5 \text{ МэВ}$ и скорости ядра отдачи $\sim 1,4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. За время 10^{-10} с ядро отдачи пролетит $1,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Для $D_d/D_t = 30$ этому соответствует область регистрации осколков на детекторе $l_r \approx 4,1 \text{ см}$. Точность восстановления кривой распада по кривой распределения осколков будет зависеть от того, насколько достоверно будет известна функция распределения ядер отдачи по импульсу. Недостатком метода является то, что гиперядро не будет идентифицировано точно по Z и A , может быть указан только диапазон возможных Z и A на основании известных закономерностей образования и деления продуктов ядерных реакций.

Заключение

Предсказания теории о возможности обращения в нуль угла Кабиббо в сильном электрическом или магнитном полях имеют качественный характер. Оценки величин критических полей не очень точны и модельно-зависимы. Представляется весьма важным проведение систематических измерений времен жизни гиперядер /особенно тяжелых/ с целью обнаружения влияния внутриядерных электромагнитных полей на скорость распада гиперона.

Автор выражает искреннюю благодарность проф. В.П.Джелепову, С.М.Поликанову, М.И.Подгорецкому, С.С.Герштейну, Л.И.Липидусу, Л.Ландсбергу, А.Д.Линде за полезные обсуждения.

Литература

1. Kirzhnits D.A., Linde A.D. *Ann.Phys.*, 1976, 101, 195.
2. Salam A., Strathdee J. *Nature*, 1974, 252, 569.
3. Salam A., Strathdee J. *Nucl.Phys.*, 1975, B90, 203.
4. Linde A.D. *Phys.Lett.*, 1976, 62B, 435.
5. Salam A., Strathdee J. *Proc. of Conf. K-Meson Physics; Brookhaven Nat.Lab.*, 1976, ICTP-preprint 76/62.
6. Suranyi P., Hedinger R.A. *Phys.Lett.*, 1975, 56B, 151.
7. Lee H.C., Khanna F.C. *Can.J.Phys.*, 1977, 55, 578.
8. Hardy J.C., Towner I.S. *Phys.Lett.*, 1975, 58B, 261; *Nucl.Phys.*; 1975, A254, 221.
9. Watson P.J. *Phys.Lett.*, 1975, 58B, 431.
10. Szybisz L., Seshagiri V. Rao. *Z.f.Phys.*, 1976, A276, 261.
11. Dalitz R.H. *Nuclear Interactions of the Hyperon*, Oxford University Press, TATA Inst. of fund. research, Bombay, 1965.
12. Metag V. e.a. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1974, 114, 445.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. *Взаимодействие высокоэнергичных частиц и атомных ядер с ядрами*. Атомиздат, М., 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июля 1977 года.