



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. Н. Фетисов

СПЕКТРОСКОПИЯ ГИПЕРЯДЕР



ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
И М. В. М. ГАЛИЦКОГО

МОСКВА 1991

Москва 1991

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.Н.Фетисов

СПЕКТРОСКОПИЯ ГИПЕРЯДЕР

Тексты лекций

Утверждено
редсоветом института

Москва 1991

Фетисов В.Н. Спектроскопия гиперядер: Тексты лекций. М.: МИФИ, 1991. 36 с.

Дан краткий обзор состояния исследований по спектроскопии гиперядер в (K^-, p^-) -, $(K^-, p^- \pi^-)$ - и (p^+, K^+) -реакциях. Рассмотрены возможности процессов генерации гиперядер мезонами, π^- -квантами и нуклонами для изучения различных типов возбуждений в гиперядрах. Основное внимание уделено информации о ΛN - и $\Lambda \Lambda$ -взаимодействию, получаемой из анализа спектров возбужденных гиперядер, и перспективам дальнейших исследований.

© Московский
инженерно-физический
институт, 1991 г.

ВВЕДЕНИЕ

Ядра, в состав которых наряду с протонами (Z) и нейтронами (N) входит один или несколько гиперонов ($Y \equiv \Lambda, \Sigma$ и др.), называют гиперядрами или гиперфрагментами. Систематика уже открытых и с разной степенью полноты изучавшихся Λ -гиперядер представлена на рис. I.

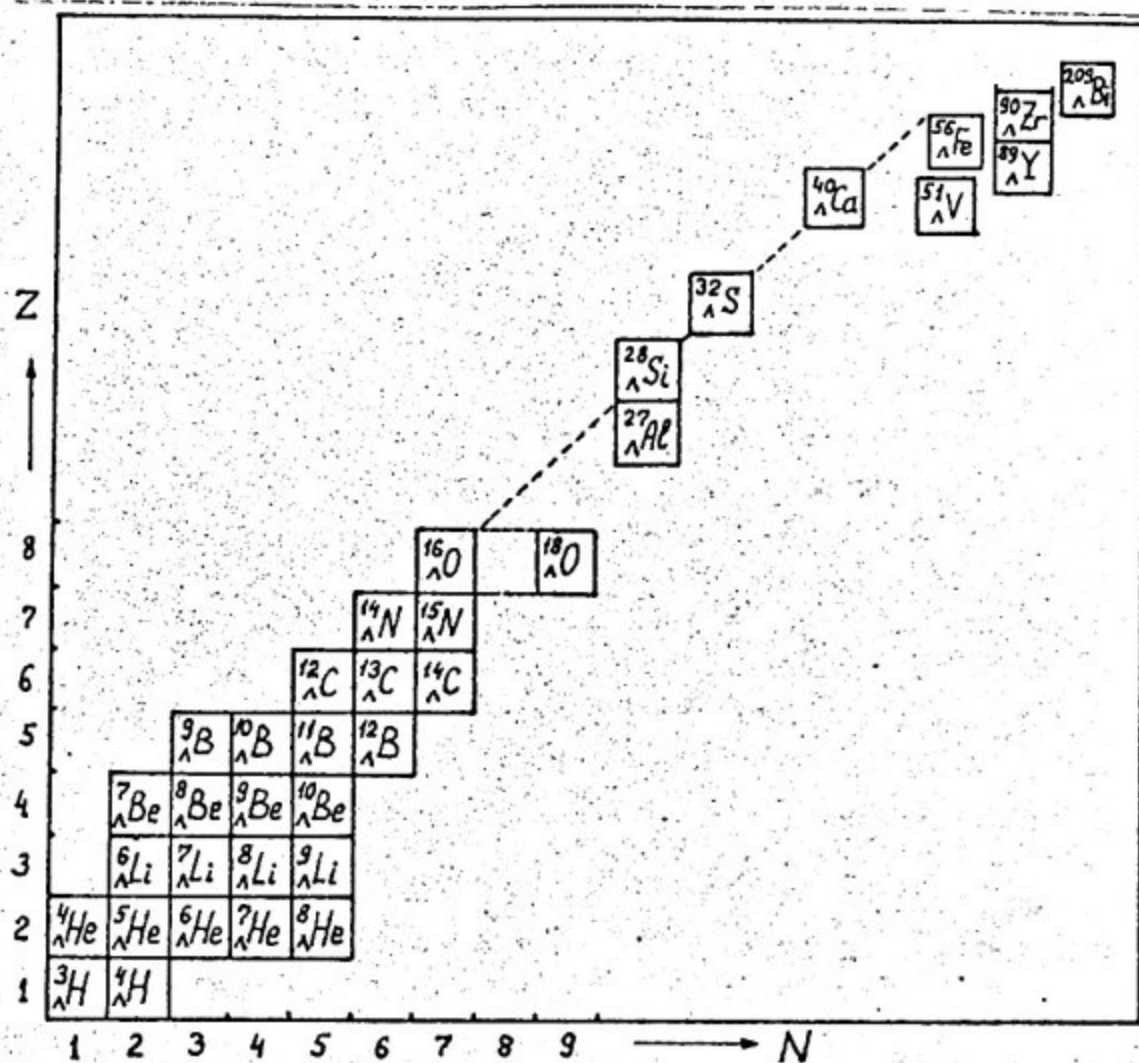


Рис. I Систематика гиперядер составленная по имеющимся в литературе на 1991 г. экспериментальным данным Европейского К⁻ - сотрудничества, ЦЕРНа, БНЛ (Брукхэвенская национальная лаборатория, США) и КЕК (Национальная лаборатория физики высоких энергий, Япония) [1,9,29]

Вопрос о существовании возбужденных Σ -гиперядер 1ρ -оболочки, по данным измерений функций возбуждения ядерных систем в реакциях (K^-, π^+) в ЦЕРНе, БНЛ, и КЕК (Япония), до сих пор остается открытым [2]. Недавнее сообщение об обнаружении в КЕК связанного состояния Σ -гиперона в реакции ${}^4\text{He} (K_{\text{stop}}^-, \pi^-) {}^4\text{He}$ с остановившимися N -мезонами [3] вновь возрождает интерес к этой проблеме [2, 4]. И, наконец, имеются также указания на наблюдение Ξ -гиперядер [5].

Гиперядра нестабильны. Λ -гиперядра распадаются вследствие слабых внутриядерных процессов $\Lambda \rightarrow \pi N$ и $\Lambda N \rightarrow \pi N$ с изменением странности ($\Delta S = 1$), и их теоретические и измеренные времена жизни τ_N близки к времени жизни свободного Λ -гиперона $\tau_\Lambda \sim 10^{-10}$ с. Однако эта нестабильность основных состояний

Λ -гиперядер не мешает в подходящих реакциях исследовать их спектроскопические характеристики, поскольку τ_N на много порядков больше времени протекания гиперядерных сильных распадов и β -переходов, т.е. в этом отношении Λ -гиперядра не отличаются от обычных ядер. Нестабильность Σ - или Ξ -гиперядер по сравнению с Λ -гиперядрами очень велика ($\tau \sim 10^{-23}$ с) за счет сильных процессов поглощения гиперонов в ядре $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$, $\Xi N \rightarrow \Lambda N$ ($\Delta S = 0$). Поэтому сообщения об открытии резонансных или основных состояний таких гиперядер требуют надежных подтверждений и теоретического обоснования.

Интерес к гиперядрам связан прежде всего с возможностью через изучение их свойств, таких, как энергии связи гиперона, спектры связанных и резонансных состояний, сильные и слабые распады, β -переходы и др. получать порой уникальную информацию о гиперон-нуклонном и гиперон-ядерном взаимодействиях. Значимость этих исследований усиливается тем обстоятельством, что прямые опыты по рассеянию гиперонов нуклонами или ядрами неосуществимы из-за отсутствия низкоэнергетических пучков гиперонов. Имеющиеся же данные по вторичным бинарным реакциям $YN \rightarrow Y'N$ очень ограничены [6]. Далее, гиперон, как нетождественная нуклону частица, на которую в барионной картине ядра не распространяется принцип Паули, может выступать и как пробное тело для более глубокого понимания природы обычных ядер — имеются в виду коллективные и одночастичные движения, оболочечные и кластерные эффекты и др. Высказываются соображения, что, возможно, именно исследования специфических

свойств гиперядер как-то позволят подступиться к пока что гипотетической проблеме деконфайнмента кварков в ядерных системах [7].

После открытия первого гиперядра [8], длительное время идентификация легких гиперядер, измерения энергий связи Λ -гиперона и исследование их слабых мезонных и безмезонных способов распада базировались на данных, получаемых с помощью ядерных фотоэмульсий и пузырьковых камер. Главными результатами этих исследований были значения B_Λ (зависимость от A) и установление по слабым распадам квантовых чисел некоторых гиперядер (вторая колонка таблицы). Мы не будем задерживаться здесь на этом периоде развития гиперядерной физики, который достаточно полно освещен, например, в обзорах [28,29] и трудах ранних конференций, а сосредоточим внимание на главных результатах по спектроскопии гиперядер, получившей развитие в начале 70-х годов. Этот этап физики гиперядер, который продолжается и сейчас, оказался возможным благодаря созданию интенсивных пучков K^- -мезонов ($I \sim 10^5$ част./с) с импульсами до ~ 800 МэВ/с сначала в ЦЕРНе, а затем в LL и КЕК. Экспериментальные исследования спектров возбуждения и гиперядерных γ -переходов проводились в реакциях (K^-, π^+) (ЦЕРН, БНЛ), (K^-_{stop}, π^+) (КЕК), $(K^-, \pi^- \gamma)$ (БНЛ), а в последние годы и в (π^+, K^+) -реакциях (БНЛ, КЕК). Результаты этих исследований частично отражены в таблице. Они обсуждались на специальных гиперядерных международных конференциях вместе с примыкающими к этой тематике проблемами физики взаимодействий странных частиц и ядер [30-35].

В этом кратком и не претендующем на полноту обзоре экспериментальных и теоретических исследований по спектроскопии Λ -гиперядер мы затронем особенности реакций генерации гиперядер и остановимся только на узловых результатах, касающихся спектров возбуждения гиперядер, делая упор на вытекающих из их анализа следствиях о реалистичности модельных подходов, основных сведениях об эффективном гиперон-нуклонном и гиперон-ядерном взаимодействии, а также отметим предложения по постановке новых экспериментов, которые бы способствовали дальнейшему продвижению в этой области физики. Распадные свойства возбужденных Λ -гиперядер почти не будут рассматриваться, так как их обсуждение предполагается в лекции проф. Майлинга.

Сведения о гиперядрах ${}^A_Z X$

${}^A_Z X$	J	B_λ , МэВ	Энергии возбужденных уровней и γ -переходов $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi, E$ или $B_\lambda, \text{МэВ}$	Ссылки
${}^3_1\text{H}$	1/2	0,13±0,05		
${}^4_1\text{H}$	0	2,04±0,04	$E=1,05\pm0,04, 1^+ \rightarrow 0^+$	10 - 13
${}^4_2\text{He}$	0	2,39±0,03	$E=1,15\pm0,04, 1^+ \rightarrow 0^+$	10 - 13
${}^5_2\text{He}$	1/2	3,12±0,02		
${}^6_2\text{He}$	(1)	4,18±0,10		
${}^7_2\text{He}$	-	-		
${}^8_2\text{He}$	-	7,16±0,70		
${}^6_3\text{Li}$	~4,5		$E \approx (8,3)(18,3)$	14
${}^7_3\text{Li}$	(1/2)	5,58±0,03	$E=2,034\pm0,023, 5/2^+ \rightarrow 1/2^+; E \approx (8,3)(20,2)$ $E=0,789\pm0,004?$	13; 14 16
${}^8_3\text{Li}$	1	6,80±0,03	$E=0,31\pm0,02; 1,22\pm0,02?; 0,442\pm0,0021?$	10; 15; 17
${}^9_3\text{Li}$	-	8,50±0,12		
${}^7_4\text{Be}$	1/2	5,16±0,08		
${}^8_4\text{Be}$	-	6,84±0,05		
${}^9_4\text{Be}$	1/2	6,71±0,04	$E=3,079\pm0,040, (3/2^+, 5/2^+) \rightarrow 1/2^+;$ $E \approx [12](15,0)[17][23,5][27]$	13; 14; 19
${}^{10}_4\text{Be}$	-	9,11±0,22		
${}^9_5\text{B}$	-	8,29±0,12		
${}^{10}_5\text{B}$	-	8,89±0,12		
${}^{11}_5\text{B}$	5/2	10,24±0,05		
${}^{12}_5\text{B}$	1	11,37±0,06		
${}^{12}_6\text{C}$	1	10,76±0,19	$E \approx [(11,5)]$ $E \approx [(4,4)] [(10,4)] [(15)]$ $[(16,4)] [(26)]$	19,20
${}^{13}_6\text{C}$	1/2	11,69±0,12		19,21,22
${}^{14}_6\text{C}$		12,17±0,33		
${}^{14}_7\text{N}$	~12,17		$E \approx (10,5) (19) (22)$	21
${}^{15}_7\text{N}$		13,59±0,15		
${}^{16}_8\text{O}$	~[(12,5)]		$E \approx [(6,0)] [(10,5)] [(16,5)]$	19,20
${}^{18}_8\text{O}$			$E \approx (13) (20) (24) (30)$	21
${}^{27}_{11}\text{Mg}$			$B_\lambda \approx (9) (-2)$	14,20
${}^{28}_{14}\text{Si}$	~[16]		$B_\lambda \approx [7] [-2]$	19
${}^{32}_{16}\text{S}$	~(17,5±0,5)		$B_\lambda \approx (6) (-5)$	14

${}^A_\Lambda Z$	J	$B_\Lambda, \text{МэВ}$	Энергии возбужденных уровней и γ -переходов $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$, E или $B_\Lambda, \text{МэВ}$.	Ссылки
${}^{40}_\Lambda \text{Ca}$	$\sim [20]$	$B_\Lambda \approx [11] (10) [1] (-5)$		14, 19
${}^{51}_\Lambda \text{V}$		$B_\Lambda \approx [12] [(4)] [(-5)]$		14, 19, 20
${}^{56}_\Lambda \text{Fe}$	$\sim [21]$			23
${}^{89}_\Lambda \text{Y}$	$\sim [23]$	$B_\Lambda \approx [16] [9] [1.5]$		19
${}^{209}_\Lambda \text{Bi}$		$B_\Lambda \approx (-7) (-15)$		14, 20

Примечания: J – полный момент гиперядра, B_Λ – энергия связи Λ – гиперона, E – энергии связанных и резонансных состояний γ -переходов. Идентификация γ -переходов $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$ в ${}^7_\Lambda \text{Li}$ и ${}^9_\Lambda \text{Be}$, наблюдаемых в $(K^-, \pi^- \gamma)$ -реакциях, представлена в соответствии с результатами работы [25]. Гиперядро ${}^7_\Lambda \text{He}$ идентифицировано, однако $B_\Lambda({}^7_\Lambda \text{He})$ имеет широкое распределение, связанное с существованием изомерного состояния [9, 25, 26]. Гиперядерная γ -линия 0,442 МэВ приписана в [17] ${}^8_\Lambda \text{Li}$, но в теоретическом анализе экспериментальных данных по реакции ${}^{10}\text{B}(K^-, \pi^- \gamma) {}^{10}_\Lambda \text{B}^*$ [18] эта γ -линия отнесена к переходу $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ в ${}^7_\Lambda \text{Li}$, которое образуется при кластерном распаде ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^7_\Lambda \text{Li}(3/2^+)$. В гиперядрах с $A \approx 60$ и 100 верхний предел $B_\Lambda = 22,7 \pm 0,4$ МэВ [27]. Энергии резонансов (E) и $[E]$ получены в реакциях (K^-, π^-) и (π^+, K^+) соответственно. Структура таблицы и данные заимствованы из обзора [1].

Более детальное обсуждение других аспектов физики гиперядер и многообразие оригинальных работ по интерпретации отдельных экспериментальных фактов можно найти в упомянутых трудах конференций и известных обзорных работах [1, 36–39].

I. ОСОБЕННОСТИ РЕАКЦИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ГИПЕРЯДЕР

Возможен целый ряд реакций, приводящих к образованию гиперядер: реакции с обменом странностью – (K^-, π^-) , реакции ассоциативного рождения – (π^+, K^+) , (γ, K^+) , $(e, e' K^+)$, $(p, p' K^+)$, (p, n^+) , $\bar{\nu}_{\text{rel}} + N \rightarrow \bar{\nu} Z + x$, $\bar{p} + N \rightarrow \bar{\nu} Z + x$, перезарядки – (K^-, K^+) и др. Из них пока только (K^-, π^+) и (π^+, K^+) применялись

в спектроскопии гиперядер. В реакциях с релятивистскими ядрами ${}^4\text{He}$ ($p=18$ ГэВ/с) [40] наблюдался слабый пионный распад ${}^4\text{He}$ и измерено его время жизни. На пучках электронов ($E_e^m = 1,2$ ГэВ) [41] и антипротонов ($p=0$) [42] обнаружено задержанное деление, позволившее сделать оценку времени жизни тяжелых гиперядер с $A \sim 200$.

Считается, что механизм большинства реакций преимущественно однонуклонный и для их описания можно пользоваться импульсным приближением с искаженными волнами (DWIA). Важнейшими характеристиками реакций являются:

i) переданный гиперону (гиперядру) импульс q , определяющий передаваемый орбитальный момент ΔL и через фактор перехода вероятность "застревания" гиперона в ядре;

ii) спиновая зависимость амплитуды элементарной реакции, задающая соотношение переходов с переворотом и без переворота спина;

iii) энергетические и угловые зависимости элементарных сечений, необходимые для выбора оптимальных кинематических условий и получения максимального выхода реакций. Факторы i) и ii) играют ключевую роль в селективности возбуждения разного типа гиперядерных состояний.

Сечения и переданные импульсы однонуклонных реакций $K^-n \rightarrow \pi^- \Lambda$, $\pi^+n \rightarrow K^+ \Lambda$ и $pp \rightarrow K^+ p' \Lambda$ (в реакциях под действием протонов q приведено для ядра-мишени ${}^{12}\text{C}$) в зависимости от импульса налетающей частицы показаны на рис. 2-5.

Минимальное значение $q=0$ возможно только для реакций (K^- , π^0) при $P_{\text{кл}} \sim 550$ МэВ/с. Этот факт, на который было обращено особое внимание еще в работах [46], послужил мощным стимулом использования (K^- , π^-)-реакций в спектроскопии гиперядер при исследовании странных аналоговых резонансов замещения ($\Delta L = 0$) нейтрона Λ -гипероном. Для других реакций q больше фермиевского импульса (~ 270 МэВ/с), что усиливает вклад переходов с изменением орбитального момента бариона ($\Delta L > 0$). Очень большие $q \sim 1$ ГэВ/с характерны для предложенных в [47] (p , K^+)-реакций, поэтому их сечения особенно критичны к короткодействующим барион-барионным корреляциям [48]. Реакции (K^- , π^-) "на лету" обычно изучаются при $P_{\text{н}} \sim 700+800$ МэВ/с, а (π^+ , K^+) - в области максимума элементарного сечения при $P_{\text{а}} \sim 1050$ МэВ/с.

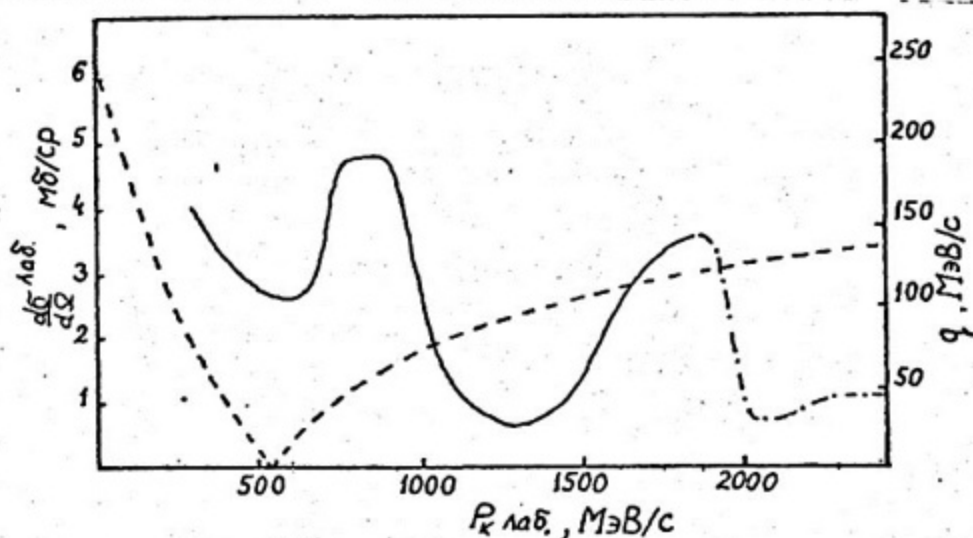


Рис.2. Сечение реакции $K\pi \rightarrow \pi\Lambda$ при $\theta_{\pi} = 0^{\circ}$ (сплошная и штрих-пунктирная линии) и переданный импульс q (пунктирная линия)

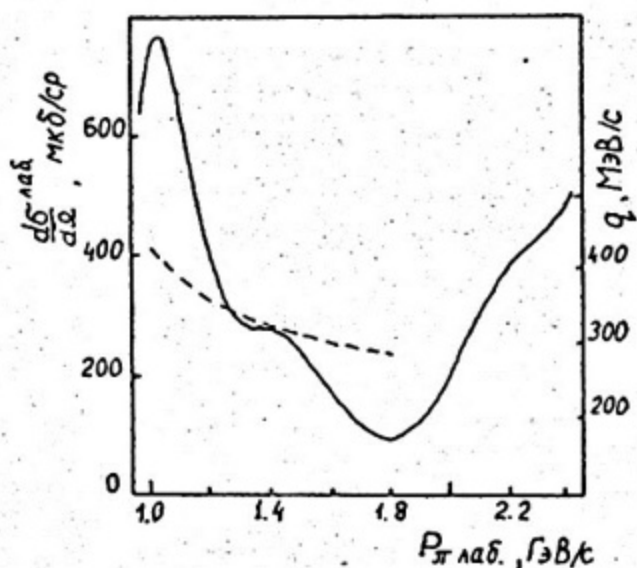


Рис.3. Сечение реакции $\pi\pi \rightarrow K\pi\Lambda$ при $\theta_{\pi} = 0^{\circ}$ (сплошная линия) и переданный импульс q (пунктирная линия) [1, 24]

В импульсном приближении (DWIA) сечение реакции генерации гиперядер A (a , b) H (Λ – ядро, H – гиперядро) K - или π -мезонами в Λ -системе имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_b) = \frac{(2\pi)^4 P_b^2 |T_{if}|^2 E_a E_b E_H}{P_a \{P_b(E_H + E_b) - P_a E_b \cos \theta_b\}}, \quad (I)$$

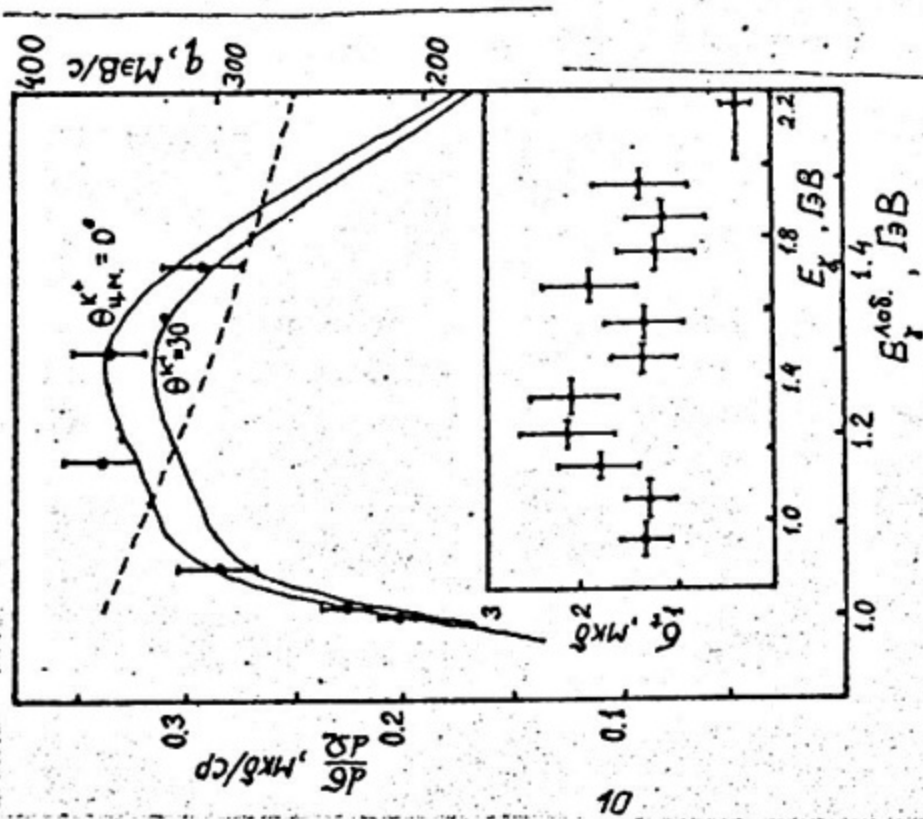


Рис. 4. Сечения реакции $p p \rightarrow K^* K \pi$ (сплошные линии) при $\theta_{K^*} = 0^\circ, 30^\circ$, полное сечение и переданный импульс q (пунктирная линия) [44]

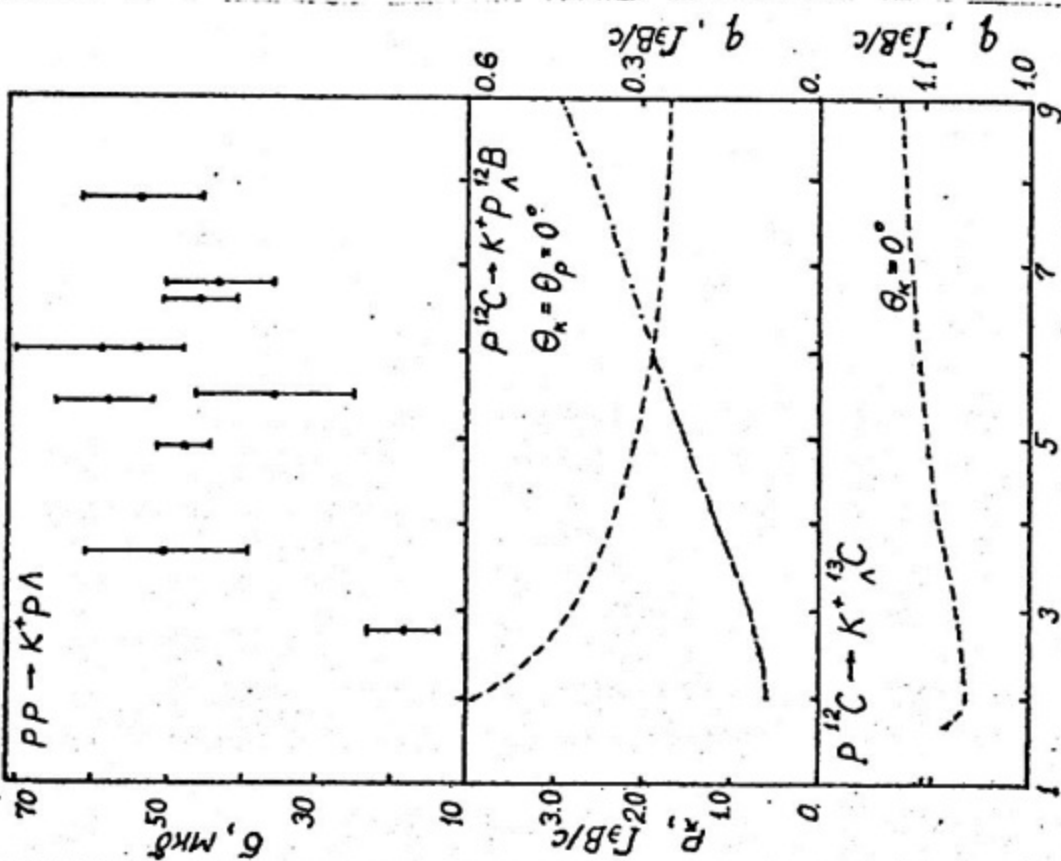


Рис. 5. Сечение реакции $p p \rightarrow K^* K \pi$ (45°) и переданные импульсы q в реакциях $p^{12}C \rightarrow K^* K \pi$ и $p^{12}C \rightarrow K^* K \pi$ (пунктирные линии), P_K - импульс K -мезона (штрихпунктирная линия)

где

$$T_{if}^{\Lambda} = \langle N, J_f, M_f | \int d\tau \chi_{\rho_b}^{(-)}(r) \chi_{\rho_a}^{(+)}(r) \sum_{i=1}^{\Lambda} u_i(N \rightarrow \Lambda) \delta(r-r_i) \lambda [f + iq(\text{бл})]_i | \Lambda, J_i, M_i \rangle. \quad (2)$$

В выражении (2) $\chi_{\rho_b}^{(-)}(r)$, $\chi_{\rho_a}^{(+)}(r)$ — волновые функции мезонов, вычисляемые либо в эйкональном приближении, либо с оптическими потенциалами, λ — кинематический коэффициент, учитывающий связь двухтельной амплитуды в Π - и Λ -системах, ρ и E — импульсы и энергии частиц, θ_b — угол вылета мезона, $\pi = \hat{p}_b \cdot \hat{p}_a^*$. Спин-флюэная часть амплитуды q в (K^- , π^-)-реакции в интервале углов $\theta_{\pi} < 20^\circ$ при $P_K \leq 800$ МэВ/с дает малый вклад в сечение, однако он становится большим при $P_K \sim 1200$ МэВ/с. В (π^+ , K^+)-реакции вклад от q достигает ~50% уже при $\theta_K \sim 20^\circ$ и $P_{\pi} \sim 1200 + 1300$ МэВ/с [1,50]. При этом у гиперона (гиперядра) возникает заметная поляризация. Изучение свойств поляризованных гиперядер может составить одно из интересных направлений физики гиперядер [1,51].

В анализе спектров возбуждения гиперядер используют приближение факторизации: амплитуду $t_{\Lambda}(aN \rightarrow b\Lambda)$ выносят из матричного элемента (2) при некотором импульсе нуклона, а затем элементарное сечение усредняют по ферми-движению нуклона ядра-мишени [37]**. В результате для не слишком больших θ_b получается простая связь сечения реакции на ядре с усредненным элементарным сечением и эффективным числом нейтронов $N_{эф}^{\Lambda}$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\Lambda}}(\theta_b) = \alpha_N \frac{d\sigma}{d\Omega_{\Lambda}}(aN \rightarrow b\Lambda, \theta_b = 0) |_{\text{ср}} N_{эф}^{\Lambda}(\theta_b), \quad (3)$$

где $\alpha_N = 1 + (1 - \frac{p_a}{p_b} \cos \theta_b) \frac{E_b}{E_{\Lambda}(q_{\Lambda})}$ — кинематический коэффициент.

Важные особенности (K^+ , π^-)- и (π^+ , K^+)-реакций можно выявить, приняв в расчетах $N_{эф}^{\Lambda}$ для состояний $|A\rangle$ и $|N\rangle$ — оболочечные функции. С учетом мультипольного разложения

$$\chi_{\rho_b}^{(-)}(r) \chi_{\rho_a}^{(+)}(r) = \sum_{\Delta L} i^{\Delta L} \sqrt{4\pi(2\Delta L + 1)} \tilde{J}_{\Delta L}(\rho_a, \rho_b, \theta_b; r) Y_{\Delta L 0}(\hat{r}) \quad (4)$$

* Влияние кинематического смешивания амплитуд f и q на сечения при переходе от Π в другую систему отсчета изучалось в работе [49]. Для обсуждаемых здесь вопросов оно не существенно.

** Другие способы учета ферми-движения обсуждаются в работах [1, 52].

$N_{\text{эф}}^{\pi}$ выражается через приведенные одночастичные матричные элементы $\langle n_{\Lambda} l_{\Lambda} | \tilde{j}_{\Delta L} Y_{\Delta L} u | n_{N} l_{N} \rangle$. На рис. 6 они показаны в зависимости от θ (или q) для разных ΔL . Видно, что при малых q ($\theta \ll 15^{\circ}$) доминируют переходы с $\Delta L = 0$, при этом $J_f^{\pi} = J_i^{\pi}$ и гиперон замещает нуклон на той же самой орбите $(n l j)$. Это подтверждается наблюдением в ГИЛ и ЦЕРНе [36] (см. также таблицу и рис. II) очень сильных гиперядерных резонансов замещения в (K^-, π^-) -реакциях. С увеличением q недиагональные элементы возрастают, и к резонансам с $\Delta L = 0$ добавляются новые с $\Delta L = 1, 2$. На основе такой зависимости $N_{\text{эф}}^{\pi}$ от q для ${}^{16}\text{O}$ ($\Delta L = 0$) [54] и ${}^{13}\text{C}$ ($\Delta L = 0, 2$) [21] впервые получена информация о спин-орбитальном взаимодействии Λ -гиперона с ядром.

Основные черты (π^+, K^+) -реакций с большими $q \sim 350$ МэВ/с были предсказаны в работе [55]. Там показано, что для мишеней с замкнутыми оболочками ($J_i = 0$) максимальные $N_{\text{эф}}^{\pi}$ ($\theta \sim 0^{\circ}$) получаются для матричных элементов перехода с безузловыми одночастичными функциями $\langle n_{\Lambda} l_{\Lambda} | \tilde{j}_{\Delta L} Y_{\Delta L} u | n_{N} l_{N} \rangle \delta(J_f, \Delta L)$ и конечными

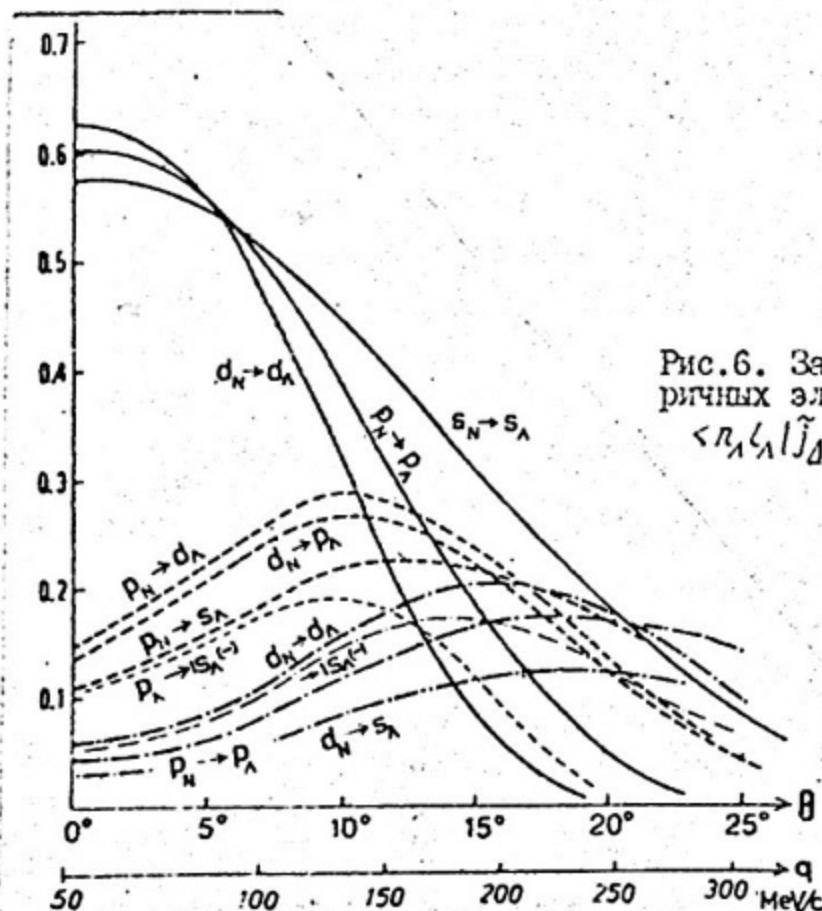


Рис. 6. Зависимость от q матричных элементов

$$\langle n_{\Lambda} l_{\Lambda} | \tilde{j}_{\Delta L} Y_{\Delta L} u | n_{N} l_{N} \rangle [53]$$

— $\Delta L = 0$
 - - - 1
 - · - 2

состояниями $|(0L_\Lambda)_{j_\Lambda} (0L_N)_{j_N}^{-1} : H J_f \rangle$. При этом реализуются большие полные моменты гиперядра $J_f = L_N + L_\Lambda$, возрастающие с увеличением A ($3 \lesssim J_f \lesssim 12$, $30 \lesssim A \lesssim 200$), причем основной вклад в спектр N_{3p}^π дают нейтроны последней оболочки. Яркая одночастичная картина спектра гиперядра сохраняется и для ядер-мишеней с неучаствующими в реакции незамкнутыми протонными оболочками ($J_i \neq 0$). Поскольку Λ -гиперон, как нетождественная нуклонку

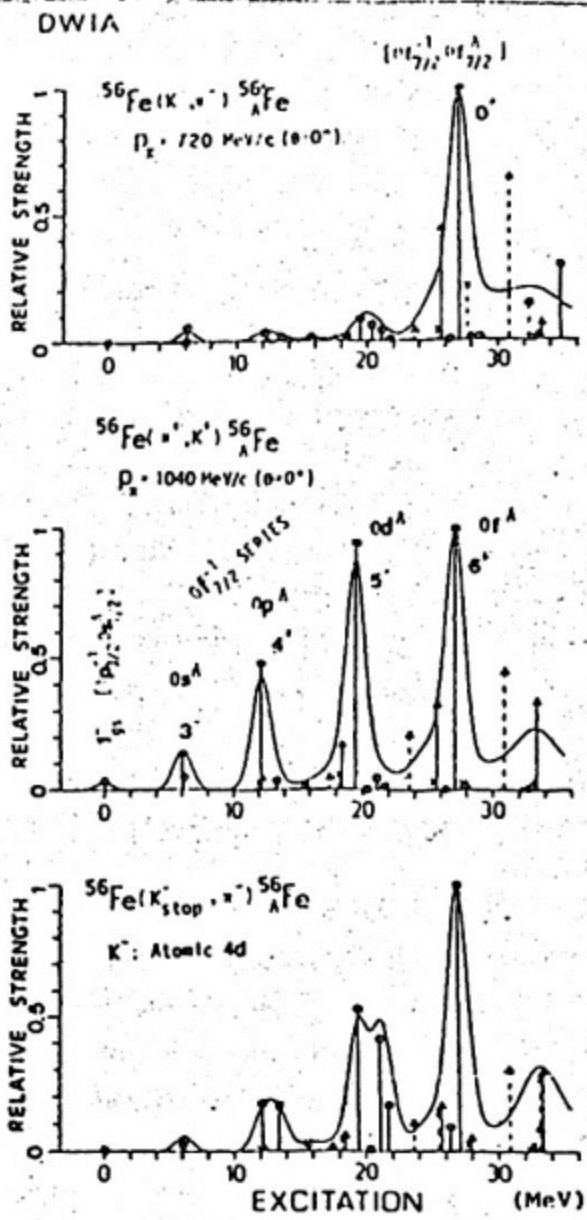


Рис. 7. Спектры возбуждения $^{56}\Lambda\text{Fe}$ в различных реакциях. Конфигурация ядра мишени ^{56}Fe - $[(0f_{7/2})^2 (1p_{3/2})^2]$

частица может "садиться" в самые глубокие заполненные оболочки (s, p, d и т.д.), то (π^+, π^-) -реакции открывают возможность изучать одночастичные спектры Λ -гиперонов в ядре. Эксперименты в БНЛ (см. таблицу) полностью подтвердили эти соображения и позволили впервые получить A -зависимость энергий связи Λ -гиперона в $0s$; $0p$; $0d$ -и $0f$ -оболочках. Детальная оболочечная интерпретация этих данных представлена в работе [56].

Селективность возбуждения уровней гиперядра в (π^-, π^-) ; (π^+, π^+) -и (K^-, π^-) -реакциях иллюстрирует пример ядра-мишени ^{56}Fe (рис. 7) [56]. Отличие спектра в случае с остановившимися мезонами от двух других реакций связано как с отличием в q , так и с тем, что в матричном элементе вместо $\chi_{p_2}^{(1)}(r)$ присутствует периферическая волновая функция K^- -мезона, связанного на мезоатомной орбите $4d$.

Отметим также некоторые особенности пока не применявшихся в гиперядерной спектроскопии реакций (K^-, π^0) , кинема-

тически подобных (K^-, π^0). Образование Λ -гиперона в них происходит на протонах мишени ($K^-p \rightarrow \pi^0 \Lambda$), поэтому в (K^-, π^0)-реакциях образуются другие гиперядра ${}_{\Lambda}^A(Z-1, N)$, с зарядом на единицу меньше. Если в (K^-, π^-)-реакции на ядрах с изоспином $T \neq 0$ возбуждаются состояния как с $T <$, так и с $T >$, то очевидно в (K^-, π^0)-реакции образуются состояния только с $T >$, т.е. этот процесс служит как бы изоспиновым фильтром. Для мишеней с $N=Z$ ($T=0$), с точностью до малых эффектов нарушения изоспиновой симметрии, спектры гиперядер в реакциях (K^-, π^0) будут одина-

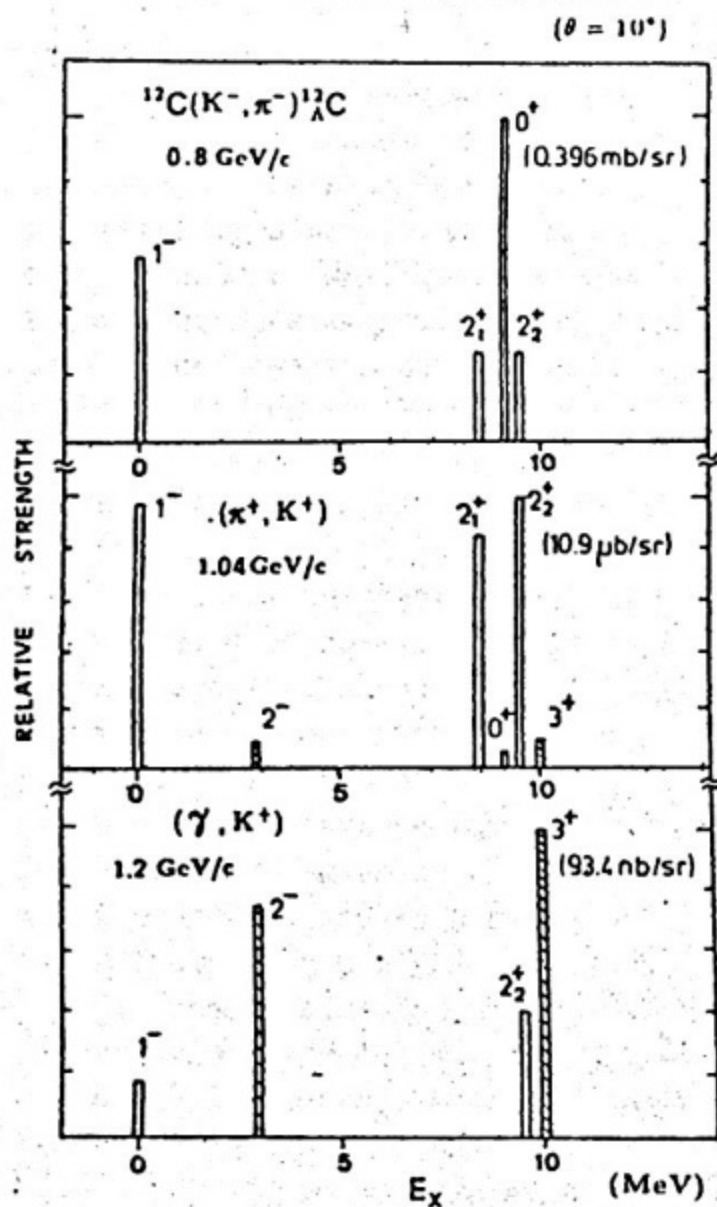


Рис.8. Сечения и спектры возбуждения ${}_{\Lambda}^{12}C$ (${}_{\Lambda}^{12}B$) в различных реакциях [1]

заметно возбуждаются низколежащие состояния ($\Delta L > 0$), что благоприятно для исследования гиперядерных

свойства уровней будут различны из-за различия пороговых энергий каналов распада. В гиперядрах ${}_{\Lambda}^A(Z-1, N)$ нейтронные пороги часто оказываются низкими, что может быть использовано для изучения структуры резонансов по спектрам нейтронов [57].

Новые аспекты в развитии спектроскопии гиперядер могут внести процессы электромагнитного рождения гиперядер (γ, K^+) , $(\gamma, K^+ \gamma')$ и $(e, e' K^+)$ [1, 47, 58, 59]. Поскольку элементарная амплитуда $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ существенно зависит от спина бариона, то должны быть весьма интенсивными переходы с переворотом спина. Вследствие довольно больших $q \sim 270$ МэВ/с в этих процессах (как и в (π^+, K^+)) по сравнению с (K^-, π^-) более заметно возбуждаются низколежащие состояния ($\Delta L > 0$), что благоприятно для исследования гиперядерных γ -переходов (рис.8).

Реакции $(p, p'K^+)$ ($q \approx 300$ МэВ/с), однонуклонный процесс $(pp \rightarrow K^+ \Lambda p')$ и особенно (p, K^+) ($q \sim 1$ ГэВ/с, однонуклонные процессы $- pp \rightarrow K^+ \Lambda p'$ и $p\bar{p} \rightarrow K^+ \Lambda \bar{p}$) из-за больших q могут приводить к высокоспиновым состояниям гиперядра, причем в последней реакции в отличие от (π^+, K^+) сразу пара барионов — гиперон и нуклон могут попадать в различные оболочки. Сечения этих реакций оценивались [47, 48], но детальные расчеты спектров не проводились.

2. СПЕКТРЫ ГИПЕРЯДЕР И ΛN -, $\Lambda \Lambda$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В этом разделе, опираясь на экспериментальную информацию о возбужденных гиперядерных уровнях, будет дано освещение наиболее важных результатов, касающихся ΛN - и $\Lambda \Lambda$ -взаимодействий в гиперядрах. Полутно сопоставим качество описания спектров в различных подходах и отметим заслуживающие, на наш взгляд, предложения по дальнейшим экспериментам.

2.1. Связанные состояния

Из s -оболочечных гиперядер ($A = 3, 4$) только у ${}^4_{\Lambda}H$ (${}^4_{\Lambda}He$) обнаружен единственный уровень I^+ ($E^+ \sim 1$ МэВ) (другие не ожидаются) в реакциях 6_7Li (K_{stop}^-, π^+) [10–13]. Описание легчайших гиперядер проводится обычно с использованием потенциалов свободного

ΛN -взаимодействия со связью Λ, Σ -каналов либо вариационными, либо точными методами (см., например, [60, 61]). Спектроскопия гиперядер $1p$ -оболочки и более тяжелых намного богаче, и мы уделим основное внимание этим гиперядрам.

Данные об уровнях ${}^7_{\Lambda}Li$ ($5/2$) и ${}^8_{\Lambda}Be$ ($3/2, 5/2$) получены в (K^-, π^+) -реакции с высокой точностью — 20–40 кэВ. Результаты для ${}^8_{\Lambda}Li$ из (K_{stop}^-, π^+) -процесса менее надежны [62].

Вообще говоря, одна из центральных проблем связанных состояний и в обычных ядрах и в гиперядрах — это задача прецизионного описания энергий уровней и определение эффективного ΛN ($\Lambda \Lambda$)-взаимодействия. В спектроскопии легких ядер, где данных достаточно много, она успешно решается в модели оболочек с промежуточной связью поиском в заданном базисе $\{z^4 p^2 \alpha : JT\}$ (по известным энергиям уровней [63]), матричных элементов ΛN -взаимодействия, число которых достигает более десятка [64–66]. В работах [67, 68] аналогичная задача по определению потенциальных пара-

метров (III) ΛN -взаимодействия сформулирована и для гиперядер с нижней оболочечной конфигурацией $\{s^4 p^2, \alpha \otimes s_\Lambda : JT\}$. Эта задача оказалась даже проще ядерной, так как нуклон-нуклонные III, определяющие свойства ядерной подсистемы, считаются уже известными, а число двухчастичных гиперон-нуклонных III равно пяти:

$${}^{2s+1}P_J = -\langle s_{\Lambda p} : {}^{2s+1}P_J | V_{\Lambda N} | s_{\Lambda p} : {}^{2s+1}P_J \rangle \quad (s=0,1; J=0,1,2), \quad P = -\langle s_{\Lambda p} : {}^3P_1 | V_{\Lambda N} | s_{\Lambda p} : {}^1P_1 \rangle.$$

Важным шагом для физически наглядной интерпретации зависимости спектров от оболочечных матричных элементов является сделанный в [67] переход от выписанных выше III к другим III — радиальным матричным элементам от отдельных частей ΛN -потенциала:

$$V_{\Lambda N} = \bar{V}(r) + V_D(r) s_N s_\Lambda + V_A(r) s_\Lambda L_{\Lambda N} + V_N(r) s_N L_{\Lambda N} + V_T(r) S_{12}, \quad (5)$$

где $S_{12} = 3(\sigma_\Lambda \hat{r})(\sigma_N \hat{r}) - (\sigma_\Lambda \sigma_N)$. Параметры $\bar{V}, J, s_\Lambda, s_N$ и T связаны с величинами ${}^{2s+1}P_J$ и P простыми линейными соотношениями. Вид потенциала (5) мотивирован формой ΛN -потенциала однобозонного обмена [69]. В отличие от ΛN -взаимодействия ΛN -потенциал включает, кроме симметричной по спинам части, LS -взаимодействия — $V_T(r)(s_\Lambda + s_N)L_{\Lambda N}$, еще и антисимметричную компоненту — $V(r)(s_\Lambda - s_N)L_{\Lambda N}$ (обмен ω -, σ -, κ^* -, ϕ -мезонами), что и приводит к форме (5). Главное преимущество последней параметризации в том, что спектр гиперядерных уровней зависит только от четырех параметров — Δ, s_Λ, s_N и T , величина \bar{V} дает лишь общий сдвиг спектра, энергии дублетных расщеплений $E(J = J_N \pm 1/2)$ зависят преимущественно от Δ, s_Λ и T , а s_N влияет на сдвиг дублетов относительно друг друга. Параметр s_N эффективно учитывает и вклад независимых от s_Λ ΛN -сил двухлионного обмена [67]. Кроме того, расщепления некоторых дублетных состояний, например, $\{ {}^7_\Lambda Li; {}^6 Li ({}^3S_1, 1^+_{0,c}) \otimes s_\Lambda : J = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+ \}$ и $\{ {}^9_\Lambda Be; {}^8 Be ({}^1D, 2^+_1) \otimes s_\Lambda : J = \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+ \}$ зависят только от Δ и s_Λ соответственно.

Не останавливаясь на ранних исследованиях [67], в которых не удалось получить реалистических III из данных по B_Λ (предсказания теории противоречили открытым в ${}^7_\Lambda Li$ и ${}^9_\Lambda Be$ f -линиям [13]), отметим, что позднее в [68] был предложен стандартный набор (3τ) III (в МэВ) для ядерных функций Козна-Курата. Он был определен по положению I^+ -уровня в ${}^4_\Lambda He$ ($E^* \sim 1$ МэВ) — $\Delta = 0,5$, по данным [21] об LS -расщеплении $c_p^A(\rho_{1/2}, \rho_{3/2}) = 0,36 \pm$

$\pm 0,3$ МэВ в ${}^3_1\text{C}$ и дублетному расщеплению $\Delta E({}^9_8\text{Be}; \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+) < 100$ кэВ — $S_\lambda = -0,04$ и, исходя из свойств свободного λN -взаимодействия [69] — $S_N = -0,08$, $T = 0,04$. С этими III неплохо воспроизводятся наблюдаемые f -линии в ${}^7_3\text{Li}$ и в ${}^9_4\text{Be}$. Однако последние эксперименты в БНЛ [70, 71, 38] по поиску в (N^-, p^-) -реакциях ожидаемых f -линий от дублетов основных состояний ${}^{10}_4\text{B}$ (2_1^- , 1_{0c}^- ; $E_{\text{теор.}} \sim 160$ кэВ) и ${}^{16}_8\text{O}$ (1_1^- , 0_{0c}^- ; $E_{\text{теор.}} \sim 80$ кэВ) [68] не обнаружили таких f -переходов. Там же сделан вывод, что эти дублетные расщепления не превышают $80 + 100$ кэВ, и вопрос о приемлемых для гиперядер Ip -оболочки III вновь оказался открытым.

В связи с этими трудностями теории в работе [72] был принят другой способ выбора III , приближенный к принятому в спектроскопии легких ядер — определение III по спектрам [64–66]. Его реализация облегчалась тем, что, как показали расчеты [68, 72], энергии уровней линейно зависят от III ($E_i = a_i + b_i \Delta + c_i S_\lambda + d_i S_N + e_i T$) в широких интервалах изменения III в окрестности III (3I). При выборе III использовались экспериментальные ограничения на энергии уровней: 1) $\Delta E({}^{10}_4\text{B}; 2_1^-, 1_{0c}^-) \leq 100$ кэВ, $\Delta E({}^{16}_8\text{O}; 1_1^-, 0_{0c}^-) \leq 100$ кэВ; 2) $\Delta E({}^9_4\text{Be}; \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+) \leq 100$ кэВ, 3) $E({}^7_3\text{Li}; \frac{3}{2}^+) = 2,034 \pm 0,023$ МэВ; 5) $\Delta E({}^{12}_6\text{C}; 2_1^-, 1_{0c}^-) > 0$, а также приемлемые интервалы $0,03 \leq T \leq 0,04$, $-0,17 \leq S_\lambda \leq -0,018$, найденные в [68]. При этих условиях в [72] получен оптимальный набор III (S_6) с ядерными волновыми функциями Баркера [65] ($6 \leq A \leq 9$) и Козна-Курата [64] ($10 \leq A \leq 14$):

$$\Delta \approx 0,3, S_\lambda \approx -0,02, S_N \approx -0,1 \text{ (для } {}^7_3\text{Li} - S_N \approx -0,35), T \approx 0,02, \quad (6)$$

описывающий экспериментальные данные. Для варианта (6) характерно уменьшенное значение Δ , что коррелирует с известной слабой спиновой зависимостью λp -взаимодействия [6] и наблюдением [60], что только часть ($2/3$) расщепления $\Delta E({}^4_2\text{He}; 1^+, 0_{0c}^+)$ объясняется за счет V_Δ . Увеличенное S_N в ${}^7_3\text{Li}$, по-видимому, связано с кластерной структурой ядра-остова ${}^6_3\text{Li}$ [72]. На рис. 9а, б показаны спектры гиперядер Ip -оболочки (${}^J_\lambda(\xi, N-1)$), вычисленные с III (6) и $N_{3\text{p}}^{\text{н}}$ для не спин-флиповых (НОФ) и спин-флиповых (ОФ) переходов. Большой интерес для проверки теории могут представить поиски новых f -линий от девозбуждения уровней ${}^7_3\text{Li}(\frac{3}{2}^+, \frac{7}{2}^+)$, ${}^{13}_6\text{C}(\frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+)$ и ${}^{16}_8\text{O}(1_2^-, 2^-)$. Из-за большого числа переходов f -линий от ${}^{11}_5\text{B}$, ${}^{15}_7\text{N}$ будет труднее иден-

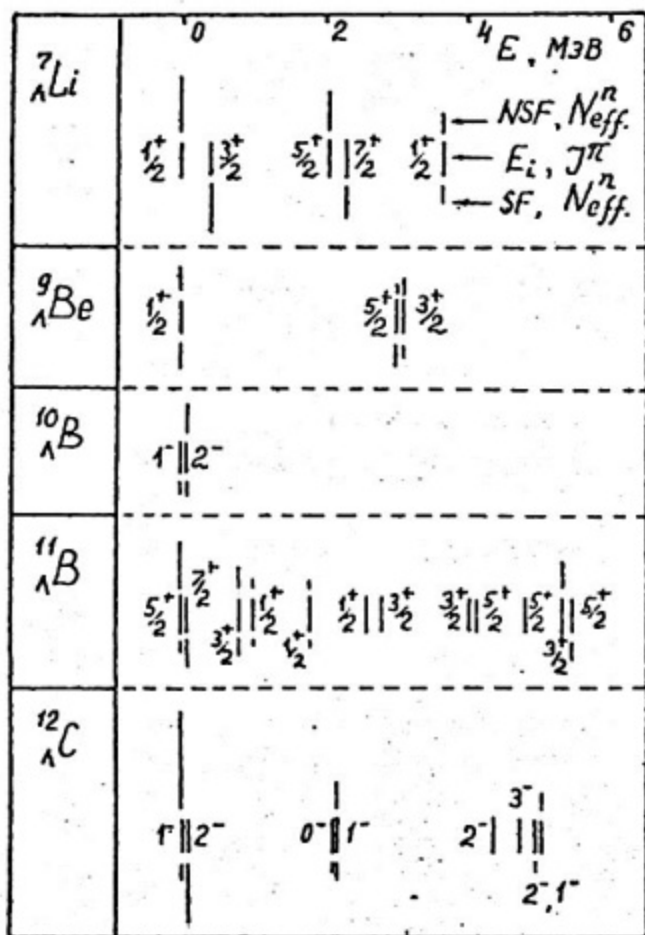
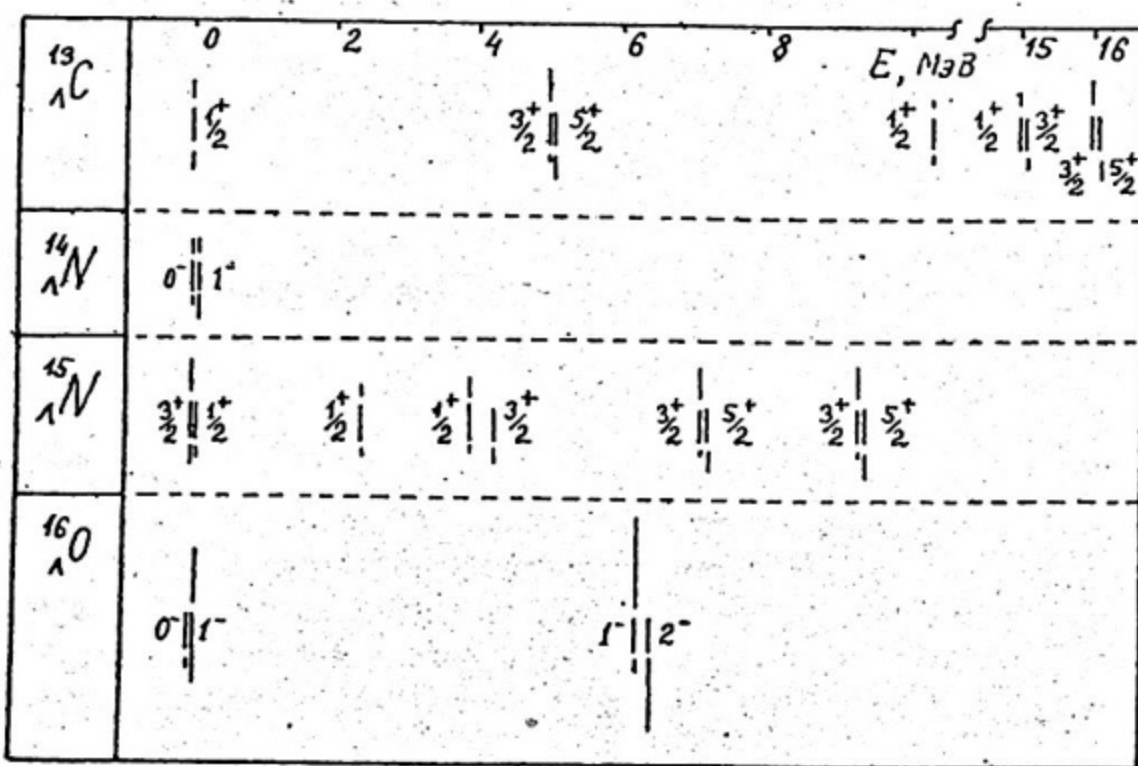


Рис.9. Спектры связанных состояний гиперядер Ir-оболочки и эффективные числа нейтронов для неспин-флиповых (NSF) (a) и спин-флиповых (SF) (б) возбуждений [72]



тифицировать. Спектр γ -квантов от гиперядер ${}_{\Lambda}^A(Z-1, N)$ (реакции $(\gamma, K^+ \gamma')$, $(K^-, \pi^0 \gamma)$) ожидается более богатым [72].

В ряде работ по кластерной (КМ) [39, 73] и оболочечной модели (ОМ) [74, 76] матричные элементы (ПМ) рассчитывались с центральными ΛN -потенциалами. В работах [73, 74] (КМ) вычислялись спектры ${}_{\Lambda}^6\text{He}$ (структура - $\alpha + n + \Lambda$), ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$ ($\alpha + d + \Lambda$), ${}_{\Lambda}^8\text{Li}$ ($\alpha + t + \Lambda$), ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$ ($\alpha + \alpha + \Lambda$) с двумя типами ΛN -потенциалов - OR6 (согласован с V_{Λ} (${}_{\Lambda}^5\text{He}$)) [39]:

$$V_{\Lambda N}(r) = V_{\Lambda N}^0 (1 + \eta \sigma_{\Lambda} \sigma_N) \exp(-r^2/\beta^2), \quad (7)$$

$V_{\Lambda N}^0 = -38,19$ МэВ, $\beta = 1,034$ фм (2 σ -обмен), $\eta = -0,1$ [36, 54] и YN6 (получен методом δ -матрицы по ΛN -взаимодействию [69] - модель D, учитывает зависимость от плотности, скорректирован по ΔE (${}_{\Lambda}^4\text{He}$; $1^+, 0^+$)) [39]:

$$V_{\Lambda N}(r) = V_{\Lambda N}^C + V_{\Lambda N}^{\delta\sigma} \sigma_{\Lambda} \sigma_N;$$

$$V_{\Lambda N}^{\delta\sigma} = \sum_{i=1}^3 (V_D^{\delta\sigma}(i) + V_{EX}^{\delta\sigma}(i) \rho_i) \exp(-r^2/\beta_i^2), \quad (\delta = C, \delta\sigma). \quad (8)$$

В расчетах спектров [75] (ОМ, ядерные функции [66]) единственный параметр Δ вычислялся с ΛN -потенциалом (две гауссоиды), интенсивность которого подобрана по неподтвержденной другими опытами γ -линии (0,79 МэВ) в ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$ [16]. В работе [74] (ОМ, ядерные функции [64]) параметр Δ вычислялся с осцилляторными функциями ($\hbar\omega_{osc} = 41/A^{1/3}$) и ΛN -потенциалом (8). Рис. 10 (пример спектра ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$) иллюстрирует различие результатов работ [72, 73, 75]. Спектры, полученные в [72] и [73, 75],

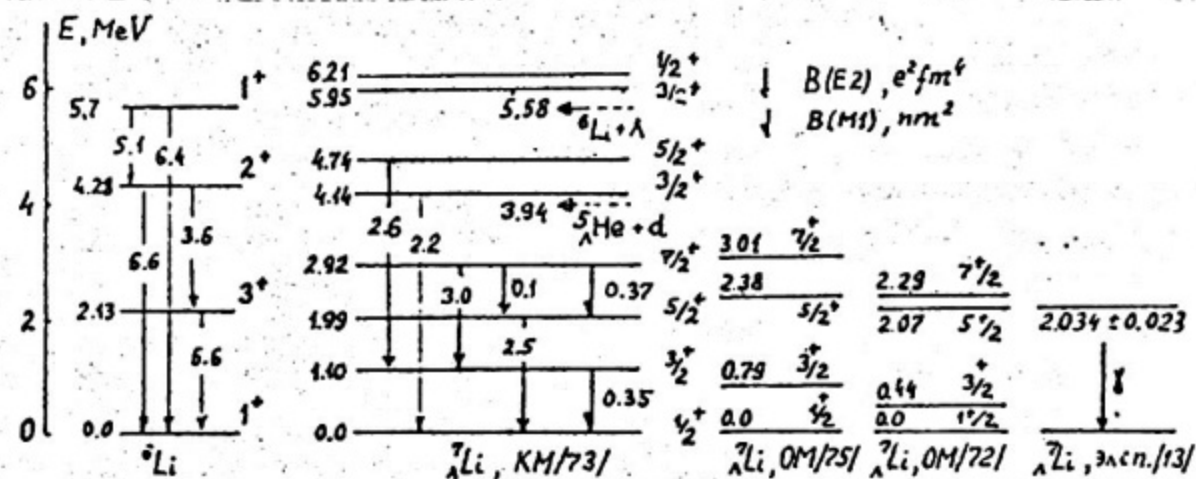


Рис. 10. Сравнение низколежащих спектров ${}_{\Lambda}^7\text{Li}$, предсказываемых в кластерной (КМ) и оболочечной моделях (ОМ)

можно сблизить, если ослабить спиновую зависимость ΛN -потенциалов [73, 75]. Отметим, что анализ [76] спектров ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, ${}_{\Lambda}^{32}\text{S}$, ${}_{\Lambda}^{40}\text{Ca}$ в (K^-, π^-) -реакциях замещения дает $\eta = -0,05 \pm 0,1$. На необходимость корректировки ΛN -потенциалов указывают и слишком большие дублетные расщепления основного состояния ${}_{\Lambda}^{10}\text{B}$ - 160 кэВ [74] и 240 кэВ [75].

Немалый интерес в спектроскопии гиперядер представляют связанные состояния с Λ -гипероном в более высоких оболочках. К этому вопросу мы вернемся в последующих разделах.

2.2. Резонансы в непрерывном спектре

Исследования гиперядерных резонансов в континууме, главным образом в (K^-, π^-) -реакциях замещения на ядрах Ir -оболочки, дали ценную информацию о ΛN - и ΛN -взаимодействиях. Гросс-структура спектров ($\Delta L = 0$, $N P_j \rightarrow \Lambda P_j$, $N S_{1/2} \rightarrow \Lambda S_{1/2}$) (рис. 10) описывается в пределе слабой связи ($V_{\Lambda N} = 0$), при этом энергия гиперядра определяется энергией ядра-остова, образующегося при отделении нейтрона, а интенсивность резонанса - соответствующим спектроскопическим фактором CS^2 [77, 78]. Включение $V_{\Lambda N}$ смешивает базисные состояния, что отражается существенно на барионных ширинах, изменяет интенсивности возбуждений (особенно нижних пиков в ${}_{\Lambda}^9\text{Be}$ и ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$) и смещает энергии резонансов [78, 79].

С целью получения информации о спин-орбитальном ΛN - и ΛN -потенциале (спин-орбитальном расщеплении ϵ_p для Λ -гиперона) были детально проанализированы ($DWIA$) полученные в (K^-, π^-) -реакциях спектры ${}_{\Lambda}^{12}\text{C}$, ${}_{\Lambda}^{16}\text{O}$, ${}_{\Lambda}^{32}\text{S}$, ${}_{\Lambda}^{40}\text{Ca}$ (эксперимент ЦЕРНа - [14, 20] $p_K \sim 720$ МэВ/с, $\theta_{\pi} \sim 0^\circ$; теория - OM [76], приближение заполненных оболочек) и ${}_{\Lambda}^{13}\text{C}$ (эксперимент БНЛ - [21], $p_K \sim 800$ МэВ/с, $\theta_{\pi} < 20^\circ$; теория - OM [80], смешивание базисных функций слабой связи).

Результат работы [76] для ΛN -потенциала - его центральной части (потенциал Вудса-Саксона), $(l_{\Lambda}, s_{\Lambda})$ -части томасовского типа и $V_{\Lambda N}$ -потенциала нулевого радиуса, следующие (u_{Λ}^C , u_{Λ}^{LC} - и η -подгоночные параметры, обеспечивающие наилучшее описание спектров):

$$V_{\Lambda N} = -u_{\Lambda}^C \cdot f(r) + u_{\Lambda}^{LS} \frac{\hbar^2}{m_p c} \frac{1}{r} \frac{df}{dr} (l_{\Lambda} s_{\Lambda}),$$

$$f(r) = (1 + \exp(\frac{r-R}{a}))^{-1}, \quad R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1,1 \text{ фм}, \quad a = 0,6 \text{ фм}; \quad (9)$$

$$V_{\Lambda N} = v_0 \delta(r_\Lambda - r_N) (1 + \eta \sigma_\Lambda \sigma_N), \quad u_\Lambda^c = v_0 \int_0^\infty f(r) r^2 dr, \quad (10)$$

$$u_\Lambda^c = (32 \pm 2) \text{ МэВ}, \quad u_\Lambda^{LS} = 4 \pm 2 \text{ МэВ}, \quad \eta = -0,05 \pm 0,1.$$

Параметры (10) резко отличаются от аналогичных параметров ΛN -потенциала:

$$u_N^c = 50 \text{ МэВ}; \quad u_N^{LS} = 20 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \eta_N = 0,3. \quad (11)$$

Уточняющий анализ отношения интенсивностей и расщепления E двух главных пиков (1,2) в $^{16}\text{O}^x$ [54] дал (с $V_{\Lambda N} = v_0 \delta(r_\Lambda - r_N) (1 - \epsilon + \epsilon p_r)$, $\epsilon = 0,25$ и другими $V_{\Lambda N}$) для спин-орбитального расщепления $\{ \rho_j^{-1} \rho_j^{-1} : 0^+ \}$ ($j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$) - состояний $\Delta \xi = 5,4 \pm 0,7$ МэВ и соответственно $u_\Lambda^{LS} = 2 \pm 2$ МэВ. Хотя неопределенность в u_Λ^{LS} все еще велика, сам факт малости $u_\Lambda^{LS} / u_N^{LS}$ является ярким результатом спектроскопии гиперядер.

ΛN -взаимодействие вида

$$V_{\Lambda N} = -V(r) (1 - \epsilon + \epsilon p_r) (1 + \eta \sigma_\Lambda \sigma_N) + v_\pm(r) (\sigma_\Lambda \pm \sigma_N) L_{\Lambda N}. \quad (12)$$

и спин-орбитальное расщепление ϵ_p изучалось в [80] по данным для ^{13}C [21] в терминах интегралов Слэтера

$$F^{(k)} = \int R_\Lambda^2(r_\Lambda) R_N^2(r_N) V_k(r_\Lambda, r_N) r_\Lambda^2 r_N^2 dr_\Lambda dr_N, \quad k=0,2, \quad (13)$$

где $R_{\Lambda(N)}$ - радиальные волновые функции, V_k - компонента V в разложении по полиномам Лежандра. С ядерными функциями ^{12}C [64] анализировались расщепления резонансов при $E^x \sim 10, 16$ и 25 МэВ (1,2,3 на рис. II) и $\theta_{\mathcal{P}} = 0^\circ$ ($\Delta L = 0$) и 15° ($\Delta L = 1-3$) с зафиксированными $F^{(0)} = -1, 16$ МэВ и $\eta = -0, 1$ [81], полагая $F^{(2)}$, ϵ_p и ϵ свободными параметрами. С $\epsilon \sim 0$ для $F^{(2)}$ получается интервал $-3,4 < F^{(2)} < -3$ (МэВ). Наблюдаемое при $V_{\Lambda N} = 0$ (рис. II) сильное отклонение отношения интенсивностей пиков 2 и 1 $\rho \approx 1,8$ от $\rho_{\text{экс.}} \approx 6 + 7$ объясняется влиянием ΛN -сил. Здесь мы сталкиваемся с ярким примером запрета на возбуждение доминирующей в резонансе 1 суперсимметричной компоненты волновой функции ^{13}C

* Наблюдение равенства $\Delta E(3,4) \approx \Delta E(1,2) \approx 6$ МэВ (1+4 - пики в спектре ^{16}O ; в резонансах 3,4 - гиперон в s-оболочке, в резонансах 1,2 - гиперон в p-оболочке, рис. II), показывающего совпадение ΔE с дырочными уровнями $\rho_{3/2}^{-1} \rho_{1/2}^{-1}$ в ^{15}O , уже само по себе служит указанием на малость $u_\Lambda^{LS} / u_N^{LS}$.

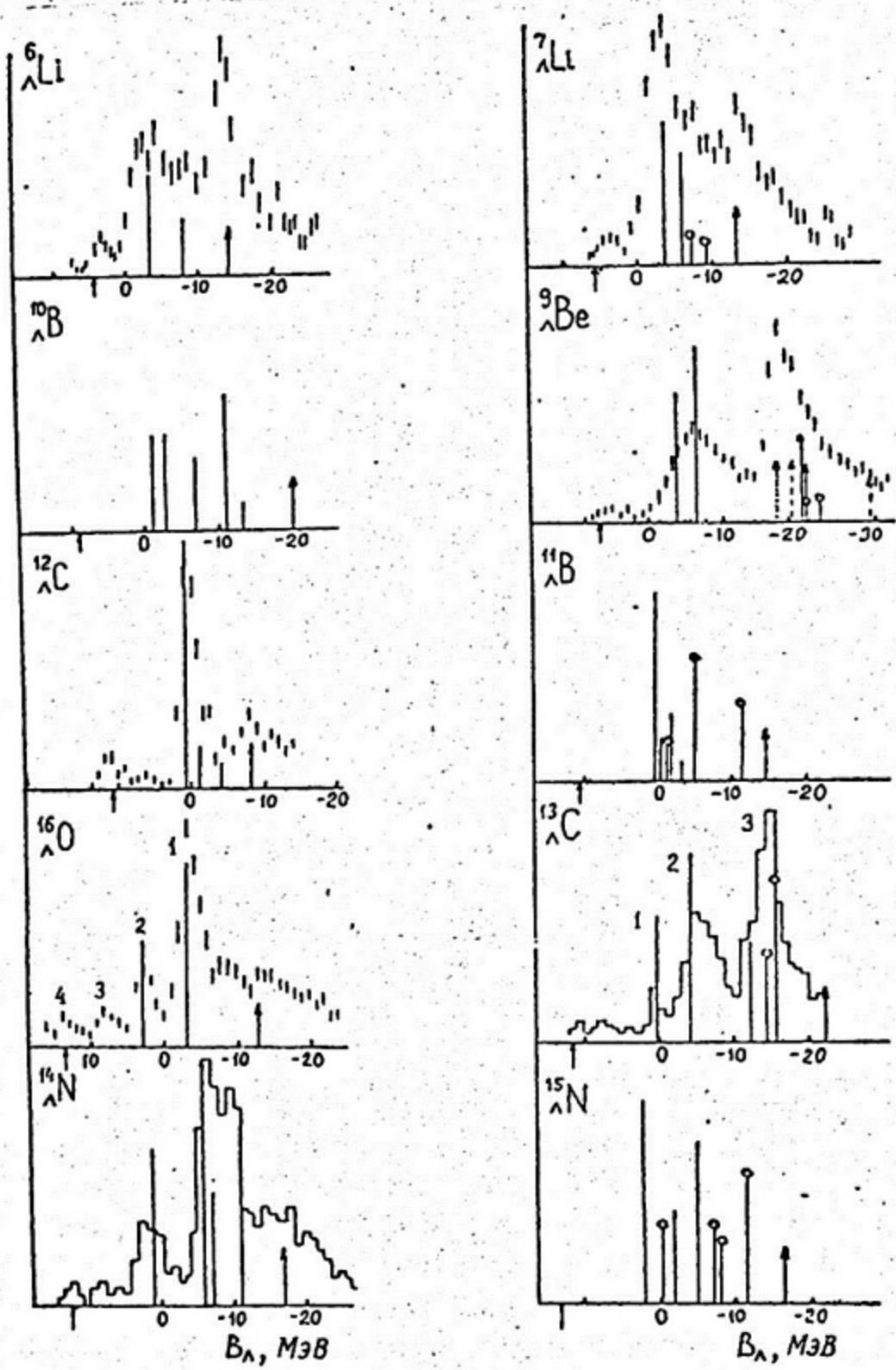


Рис. II. Гросс-структура спектров в (K^- , π^-)-реакции ($\theta_{\pi} = 0^\circ$) в пределе слабой связи ($V_{NN} = 0$) [77], ссылки на экспериментальные данные - в таблице

со схемой Юнга $[f] = [54]$. Принцип Паули запрещает $[f] = [5]$ для нуклонов ($[f_{max}] = [4]$), но допускает ее для системы, состоящей из гиперона и нуклонов [82]. Потенциал $V_{\Lambda N}(\sigma_\Lambda)$ смешивает состояния с разными $[f]: \alpha \cdot |^{13}_\Lambda C, [54]; \frac{1}{2}^- \rangle - \beta \cdot |^{13}_\Lambda C, [44I]; \frac{1}{2}^- \rangle$. Так как для мишени $^{13}_C [f] = [44I]$, то резонанс I возбуждается только за счет второй компоненты (ее амплитуда $\beta < \alpha$), преобладающей в резонансе 2, поэтому интенсивность резонанса I уменьшается, и при $\epsilon \approx 0$ получается $\rho \approx \rho_{эксп.}$. Значения $\epsilon > 0$ (например, для сил Сербера $\epsilon = 0,25$) неприемлемы, потому что тогда $\rho \gg \rho_{эксп.}$. При $\theta_{\Lambda p} \approx 15^\circ$ энергия резонанса I слегка понижается за счет вклада состояний $|^{12}_C(0^+) \otimes p_{3/2} \rangle$, что дает $\epsilon_\rho = 0,36 \pm \pm 0,3$ МэВ [21]. Близкая величина $\epsilon_\rho \approx 0,5$ МэВ ($u_\Lambda^{LS} \approx 1,8$ МэВ) получается в расчетах [80]. Таким образом, эксперимент на $^{13}_C$ дал еще одно доказательство малости спин-орбитального ΛN -взаимодействия и ограничения на параметры $V_{\Lambda N}$ в Ip -оболочке. Отметим, что в простой кварковой модели $-f = u_\Lambda^{LS}/u_N^{LS} = 0$ [83], а в мезонной теории (ОВЕР) $-\frac{1}{6} \leq f \leq 1/3$ [84].

Со стандартным набором параметров взаимодействия Λ -гиперона и нуклона в Ip -оболочке (12)

$$F^{(2)} = -3,2 \text{ МэВ}, \quad \epsilon = 0, \quad \epsilon_\rho = 0,5 \text{ МэВ} (\sigma_\Lambda = 0), \quad F^{(0)} = -1,16 \text{ МэВ}, \quad \eta = -0,1 \quad (14)$$

хорошо воспроизводятся особенности спектров возбуждения (рис. II) [78] ($^9_\Lambda Be, ^{12,13}_\Lambda C, ^{14}_\Lambda N, ^{16}_\Lambda O$), [79] ($^7_\Lambda Li, ^9_\Lambda Be, ^{10,11}_\Lambda B, ^{12,13}_\Lambda C, ^{14,15}_\Lambda N, ^{16}_\Lambda O$). И все же, несмотря на успех (в пределах точности эксперимента), выбор в [80] $\epsilon = f(F^{(2)}/F^{(0)}, \eta) = 0$ и $\eta = -0,1$ вызывает сомнения. Дело в том, что принятое значение η ближе к значению, объясняющему расщепление $(1^+, 0^+)$ -уровней в $^4_\Lambda H (^4_\Lambda He)$ только за счет спин-спинового (σ_Λ, σ_N)-взаимодействия [12], чем к $\eta \approx -0,05$, полученному из Λp -рассеяния [85, 36] и анализа спектра возбуждения $^{12}_\Lambda C, ^{16}_\Lambda O, ^{32}_\Lambda S, ^{40}_\Lambda Ca$ [76]. Напомним (разд. 2.1), что аналогичная мотивировка выбора интенсивности ($\sigma_\Lambda \sigma_N$)-взаимодействия дает завышенное Δ для связанных состояний гиперядер (Λ -гиперона в s -оболочке), т.е. кажется предпочтительным в ΛN -потенциале ориентироваться на меньшие величины $|\eta|$. Отметим также, что $\epsilon = 0$ (при $\eta = -0,1$) плохо соотносится с серберовским обменом ($\epsilon = 0,25$), установленным по данным Λp -рассеяния. Так как ϵ, η и $F^{(2)}/F^{(0)}$ взаимосвязаны интенсивностями и расщеплениями резонансов, то было бы интересно, располагая более точными данными о резонансах в $^{13}_\Lambda C$ и других гиперядрах, уточнить эти параметры и более определенно

выявить степень согласованности ΛN -взаимодействия, используемого в Ом для связанных (гиперон в s -оболочке) и резонансных (гиперон в l -оболочке) состояний.

С ΛN -потенциалом $YN6$ (8), различающимся по форме и интенсивности в четных и нечетных состояниях и, как отмечалось выше, нуждающимся в коррекции спиновой зависимости, также получается (в пределах точности эксперимента) в рамках Ом [74] и КМ [86] хорошее описание резонансов в ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ${}^{10,11}_\Lambda\text{B}$, ${}^{12,13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{14,15}_\Lambda\text{N}$ (Ом) и в ${}^{6,7}_\Lambda\text{Li}$, ${}^9_\Lambda\text{Be}$ (КМ), наблюдавшихся в (K^-, π^-) - и (π^+, K^+) -реакциях.

Несколько необычное свойство потенциала $YN6$ (8) становится заметным в гиперядрах ($2s$, $1d$)-оболочки. Оно связано с проявлением в спектрах гиперядер отталкивательного характера потенциала в состояниях $\{j_\Lambda, j_N: J=0\}$ (антиспаривание), отражающего наличие отталкивательного кора в свободном ΛN -взаимодействии [39, 69]. В отличие от ΛN -сил ($YN6$) аналогичные матричные элементы ΛN -взаимодействия соответствуют притяжению [87] (рис. 12, а; 12, б). На этот эффект возможно имеется указание в реакции ${}^{18}_\Lambda\text{O} (K^-, \pi^-) {}^{18}_\Lambda\text{O}$ [21] (рис. 13), где заметно возбуждение 0^+ -уровней (g и f). Ожидаемое отношение $\mathcal{J} = N_{\text{эф}}^\pi(g)/N_{\text{эф}}^\pi(f) \approx 0,4$ (отталкивательное спаривание), но $\mathcal{J} < 0,1$ в случае притяжения. Для выяснения вопроса: с антиспариванием интересно было бы сравнить спектры ${}^{18}_\Lambda\text{O}$ в (K^-, π^-) - и (π^+, K^+) -реакциях с высоким разрешением (рис. 14). Сильный резонанс 4^+ должен быть примерно на 1 МэВ ниже 0^+ -уровня (f). Важные следствия триплетного спаривания нуклонов для коллективных движений в физике ядра обсуждаются в работе [89].

Большинство гиперядерных резонансов замещения, наблюдаемых в (K^-, π^-) -реакциях, расположены в непрерывном спектре. Они распадаются с испусканием барионов и кластеров. Исключение составляют нижние уровни ($E_x \approx 1\hbar\omega \approx 10$ МэВ) с Λ -гипероном в l -оболочке в ${}^{13}_\Lambda\text{C} (0^+ \otimes \rho_j)$ [80], ${}^{12}_\Lambda\text{B} (\rho^{-1} \rho_j)$ [29] и, возможно, в ${}^{12}_\Lambda\text{C} (\rho^{-1} \rho_j)$ [24] и ${}^{16}_\Lambda\text{N} (\rho^{-1} \rho_j)$ [77]. Возбуждение этих состояний снимается за счет дипольного f -перехода $\rho_j \rightarrow \rho_{j-1/2}$ ($E_f \approx 10$ МэВ). Обнаружение таких f -линий даст возможность более точно определить параметр спин-орбитального взаимодействия u_Λ^{LS} и LS -расщепления ϵ_ρ .

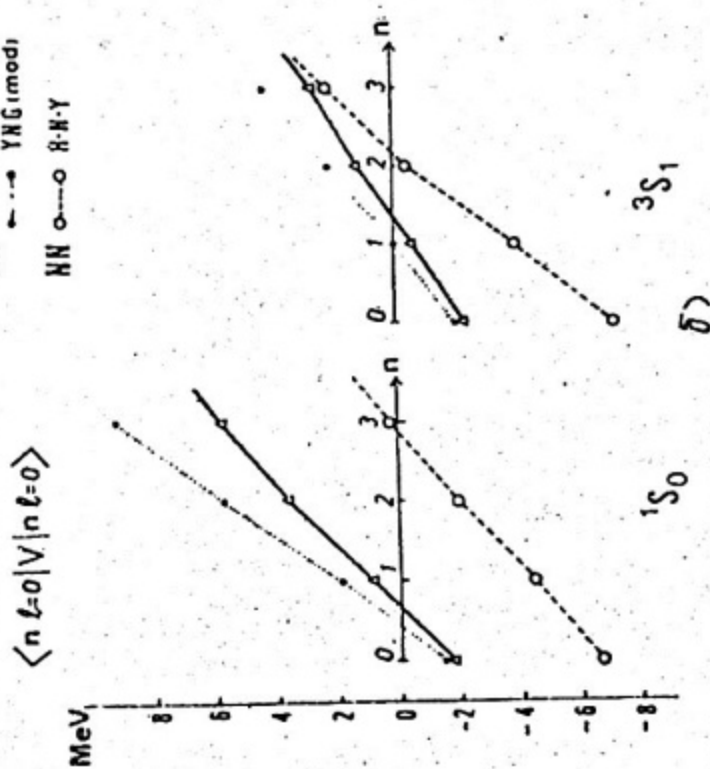
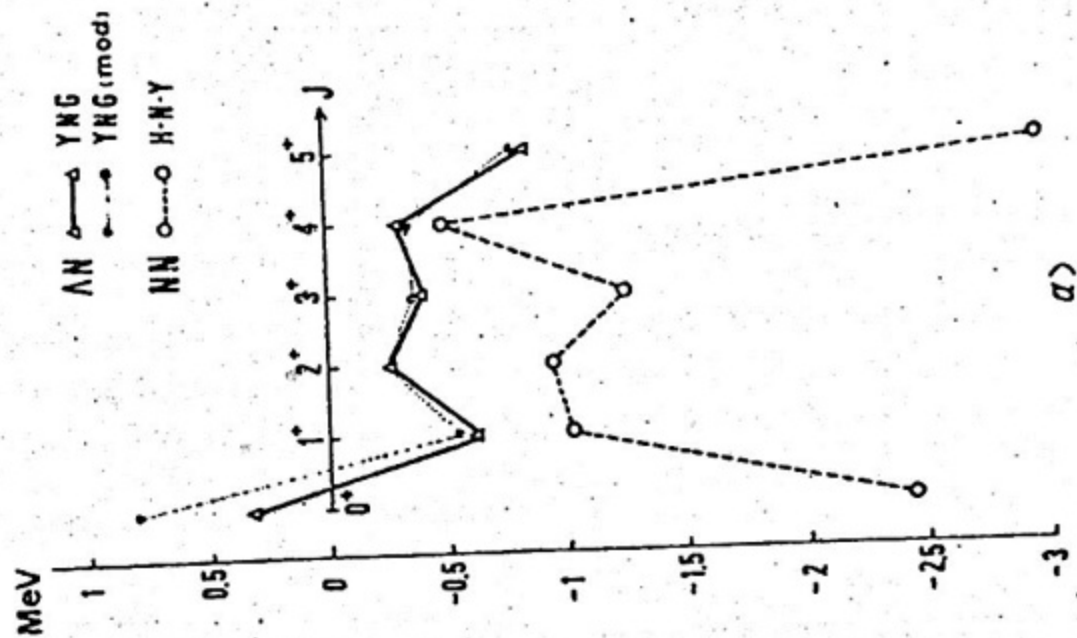


Рис. 12. Сравнение матричных элементов $\langle d_{5/2}^2 | v | d_{5/2}^2 \rangle$ для NN-взаимодействия YNG [39] и NN-взаимодействия H [88] (а) и приведенные матричные элементы для YNG (NN) и H-N-Y (NN) - взаимодействия (б) (ℓ и ζ - главное квантовое число и орбитальный момент относительного движения в осцилляторном потенциале)

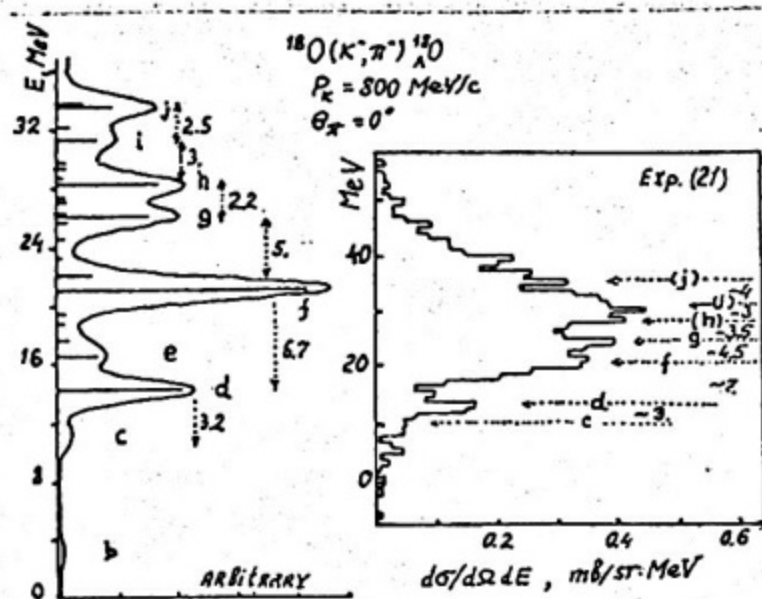


Рис. 13. Сравнение теоретического (O.M.) [87] и экспериментального спектров ^{18}O в реакции (K^-, π^-)

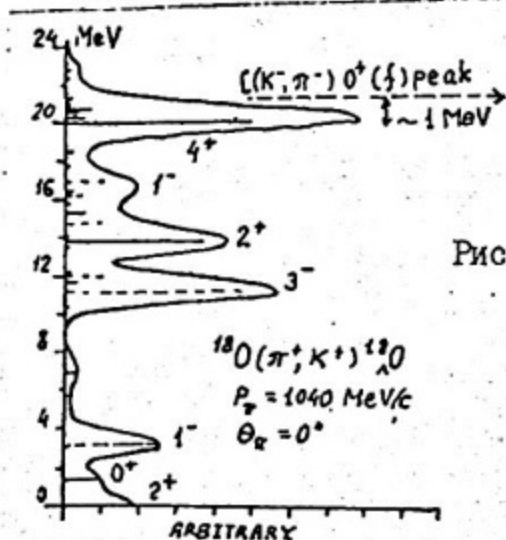


Рис. 14. Теоретический спектр ^{18}O в реакции (π^+, K^+) [87]

2.3. Одночастичные состояния Λ -гиперона

Прямое наблюдение одночастичных состояний Λ -гиперона в s -, d - и f -оболочках в широком диапазоне массовых чисел ядерной системы недавно удалось осуществить в БНЛ в (π^+, K^+) -реакциях на мишенях ^9Be , $^{12,13}\text{C}$, ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{51}V и ^{89}Y при $P_{\pi} = 1050 \text{ МэВ/с}$ [19]. Этот эксперимент подтвердил предсказанную в [55] природу этих возбуждений, как безузловых одночастичных состояний с наибольшим ("вытянутым") орбитальным моментом гиперона и нуклонной "дырки" (*stretch states*, $J = L_{\Lambda} + L_N$), и убедительно продемонстрировал формирование гиперонных орбиталей даже в заполненных глубоких нуклонных оболочках. Пример

измеренного спектра ${}_{\Lambda}^{89}\text{Y}$ и теоретического спектра для близкого по A гиперядра ${}_{\Lambda}^{90}\text{Zr}$ [56] представлен на рис.15. Детальную интерпретацию аналогичных экспериментальных данных для других гиперядер в рамках ОМ можно найти в [56, I].

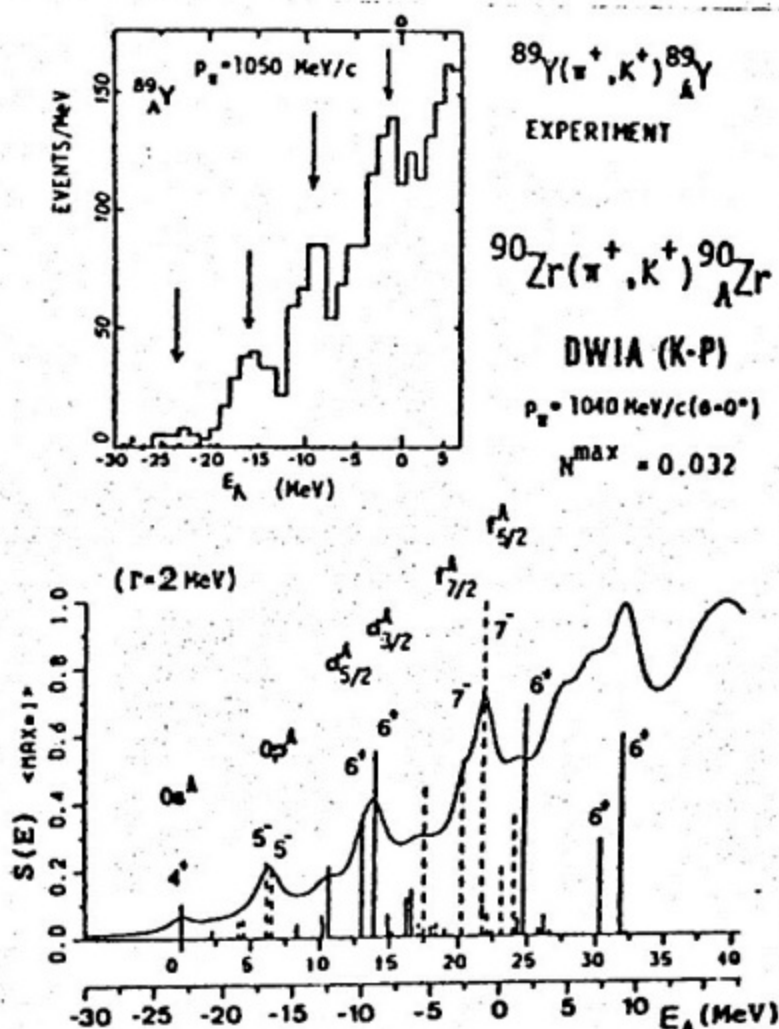


Рис.15. Сравнение спектров гиперядер ${}_{\Lambda}^{89}\text{Y}$ (эксп.) [19] и ${}_{\Lambda}^{90}\text{Zr}$ (теор) [56] в (π^+, K^+) -реакции

Полученный в [19] уникальный экспериментальный материал по A -зависимости энергий связи Λ -гиперона в различных оболочках $V_{\Lambda}(l)$, дополненный известными эмульсионными данными по $V_{\Lambda}(s)$ легких гиперядер, сразу же послужил предметом теоретического анализа среднего поля, действующего на Λ -гиперон [90-92]. В первую очередь был опробован традиционный ΛN -потенциал Вудса-Саксона:

$$V_{\Lambda}(r) = -V_0 / (1 + \exp[(r-R)/a]). \quad (15)$$

Оказалось, что такая форма среднего поля описывает весь набор данных $V_{\Lambda}(l)$ при условии A -зависимости параметра $l_0 = 1,128 +$

+ 0,439 A^{-2/3}, фм (R = r₀ A^{1/3}, V₀ = 28 МэВ, a = 0,54 фм). Найденную A-зависимость r₀, приводящую к увеличению R (для нуклонов обычно принимают r₀ = 1,1 фм)^{*}, трудно мотивировать в микроскопическом подходе, если попытаться трактовать V_λ(r) как свертку V_{λN}(r_λ-r_N) с плотностью распределения ρ_p(r) центров-масс нуклонов ядра-остова (точечные нуклоны). Поскольку протяженность V_{λN} примерно такая же, что и размер нуклона (r_N^{1/2} ≈ 0,8 фм), то разумно принять, что V_λ(r) в первом приближении пропорционален эмпирической зарядовой плотности ядра, которую достаточно хорошо можно аппроксимировать двухпараметрической формой, подобной (15):

$$\rho_{ch}(r) = \rho_0 / (1 + \exp[(r-c)/a]). \quad (16)$$

Однако для (16) получается иная, чем для (15) зависимость r₀(A) = 1,114 - 1,276 A^{-2/3}, фм (c = r₀ A^{1/3}, a = 0,54 фм, 0,3 ≤ R-c ≤ 0,6 фм, 89 ≥ A ≥ 16), что можно расценить как недостаточность линейного по ρ приближения. Заметное различие в R и c наталкивает на мысль о необходимости включения в V_λ(r) нелинейных по ρ членов, естественно возникающих, например, в потенциальном подходе Скирма [94,96] или при введении некоторых форм трехчастичного λλλ-взаимодействия [97]. Простые потенциалы вида -Aρ + Bρ² (B > 0, A > 0; f = 4/3, 5/3, 2, 3), не устраняют трудностей - подобранные по V_λ(l = s, p; ¹⁶O), они хотя и приводят к более широкой потенциальной яме, но дают завышенные значения V_λ(l = α, f; ¹⁶O)^{**}.

Как показано в [91], трудности интерпретации V_λ(l) устраняются, если воспользоваться известной формой нелокального λλ-взаимодействия Скирма:

$$\begin{aligned} \tilde{V}_{\lambda\lambda, \lambda\lambda} = & t_0(1 + \chi_0 \rho_0) \delta(r_\lambda - r_N) + \frac{1}{2} t_1 [k'^2 \delta(r_\lambda - r_N) + \delta(r_\lambda - r_N) k^2] + \\ & + t_2 k' \delta(r_\lambda - r_{N1}) k + t_3 \delta(r_\lambda - r_{N1}) \delta(r_\lambda - r_{N2}). \end{aligned} \quad (17)$$

В рамках метода Хартри-Фока задача по определению одночастичных функций и энергий сводится к решению уравнения Шридингера с локальным, зависящим от энергии, потенциалом V_λ(r, E), вклю-

* Здесь и далее мы следуем аргументации, изложенной в работах [91,93].

** При достаточно больших B потенциальная яма могла бы сформироваться вблизи поверхности ядра. Такая возможность обсуждалась в [98]. С найденными в [91] по V_λ(l) константами A и B поверхностная яма не возникает.

чающим эффективную массу гиперона $m^*(r) < m_\Lambda$ [99]:

$$V_L(r, E) = \frac{m^*(r)}{m_\Lambda} u(r) + \left(1 - \frac{m^*(r)}{m_\Lambda}\right) E, \quad (18)$$

где

$$u(r) = -A\rho(r) + B\rho^\delta(r) + CT(r); \quad T(r) = \frac{3}{5} (3\pi^2/2)^{2/3} \cdot \rho^{5/3}(r),$$

$$\frac{\hbar^2}{2m^*(r)} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} + C\rho(r). \quad (19)$$

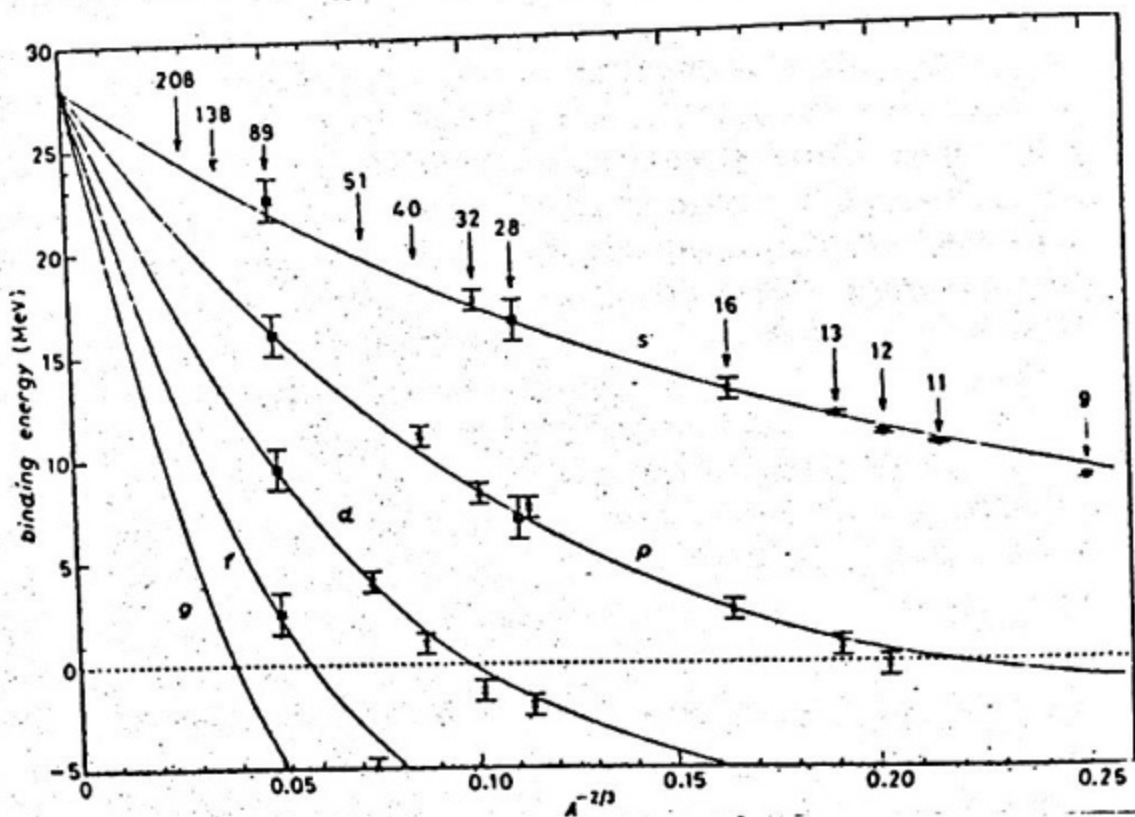


Рис. 16. Сравнение энергий связи $B_\Lambda^{\text{теор}}(l)$, вычисленных с ΛN -взаимодействием (18), (19) ($\gamma = 2$, сплошные линии), с $B_\Lambda^{\text{эксп}}(l)$

Выбором трех констант A , B и C , как видно из рис. 16, можно хорошо описать все имеющиеся данные по $B_\Lambda(l)$. Качество воспроизведения $B_\Lambda(l)$ почти не критично к γ (2, 5/3, 4/3). Разброс глубины потенциала $D_\Lambda = -u(0)$ и отношения $\nu = m^*(0)/m_\Lambda$ получается очень узким — $27,6 \leq D_\Lambda \leq 28,2$ МэВ, $0,775 \leq \nu \leq 0,8$. Полученные результаты для D_Λ и $m^*(0)$ находятся в согласии с расчетами по методу G -матрицы других авторов [100].

Метод Хартри-Фока с взаимодействием Скирма (17) был также применен в [92] к описанию $B_\Lambda(s)$ и расщеплений $\Delta_{sl} = B_\Lambda(s) - B_\Lambda(l)$, ($l = p, d$) в гиперядрах ${}_{13}^{\Lambda}\text{C}$, ${}_{17}^{\Lambda}\text{O}$, ${}_{29}^{\Lambda}\text{Si}$, ${}_{41}^{\Lambda}\text{Ca}$, ${}_{57}^{\Lambda}\text{Fe}$.

${}^9_1\text{Zr}$ и ${}^{209}_{81}\text{Pb}$. Эта работа отличается от [91] способом решения исходных уравнений и иным выбором параметров: параметр $a_1 = \frac{1}{4}(t_1 + t_2)$ фиксирован по эффективной массе m_Λ^* в ядерной материи ($m_\Lambda^*/m_\Lambda \sim 0,8$), t_0 и t_1 подгонялись по $B_\Lambda({}^5_\Lambda\text{He})$ и $B_\Lambda({}^{17}_\Lambda\text{O})$ или ${}^{209}_{81}\text{Pb}$ (потенциал (15) с параметрами V_0, R и a из работы [90]), x_0 находился по расщеплению $\Delta E(\Gamma^+, 0^+) \sim 1$ МэВ в ${}^4_\Lambda\text{He}$ (${}^4_\Lambda\text{H}$), интенсивность $\Lambda N N$ -сил t_3 варьировалась. Расчеты показывают, что наилучшее описание Δ_{sl} получается, если учитывать $\Lambda N N$ -взаимодействие; значения $B_\Lambda(s)$ не очень критичны к $\Lambda N N$ -силам. Найденные величины глубины ямы D_Λ близки к полученным в [91]. Во всех расчетах Λ -гиперон рассматривается как нетождественная нуклону частица, при этом $B_\Lambda^{\text{теор.}}(l)$ согласуются с экспериментом в широком диапазоне массовых чисел, вплоть до ${}^{89}_{37}\text{Y}$. Было бы интересно в измерениях $B_\Lambda(l)$ продвинуться в область более тяжелых гиперядер с целью поиска отклонений от $B_\Lambda^{\text{теор.}}(l)$, которые могли бы расцениваться как указание на частичный деконфайнмент кварков Λ -гиперона [90]. Прецизионные данные по Δ_{sp} и Δ_{sd} можно получить из реакции $(\pi^+, K^+ \gamma)$: p - и d -одночастичные уровни в потенциале (15) в тяжелых гиперядрах получаются связанными. По этим γ -переходам можно, по-видимому, определить пока неизвестные спин-орбитальные расщепления ϵ_p^Λ и ϵ_d^Λ в глубоких нуклонных оболочках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из представленного краткого обзора следует, что анализ даже весьма ограниченной информации о возбужденных гиперядрах, полученной за последние два десятилетия в (K^-, π^-) , $(K^-, \pi^- \gamma)$, (π^+, K^+) -реакциях, дал ценную информацию о ΛN - и $\Lambda N N$ -взаимодействиях. Однако, несмотря на достигнутые успехи, спектроскопия гиперядер, очевидно, все еще находится в начальной фазе своего развития. Новые теоретические результаты по связанным состояниям легких гиперядер стимулируют целенаправленное применение реакций $(K^-, \pi^- \gamma)$, $(K^-, \pi^0 \gamma)$, $(\gamma, K^+ \gamma')$, $(\pi^+, K^+ \gamma)$ в γ -спектроскопии гиперядер. Реализация таких экспериментов позволит более точно фиксировать потенциальные параметры ΛN -взаимодействия, а также установить степень их универсальности в гиперядрах $1p$ -оболочки. Особый интерес представляют поиски "следов" возможного частичного деконфайнмента кварков Λ -гиперона в ядерной среде, отражающего влияние принципа Паули на кварковом уровне. На нынешнем

этапе гиперядерной спектроскопии, в пределах точности экспериментов не видно каких-либо резких отклонений экспериментальных данных от теоретических, полученных в предположении полной неотжественности Λ -гиперона. Дополняя известные соображения о возможном проявлении деконфайнмента в нарушении распадных правил отбора по изоспину [7], в A -зависимости $B_{\Lambda}(L)$ [90,92], в изменении магнитного момента Λ -гиперона и др. [7], отметим, что вследствие обнаруженной малости величины спин-орбитального расщепления ϵ_L^{Λ} , в отличие, например, от энергий связи, она может оказаться критичной к частичному деконфайнменту кварков Λ -гиперона, особенно в тех случаях, когда Λ -гиперон попадает в полностью заполненные нуклонные оболочки. Изучение γ -переходов с изменением одночастичных орбит Λ -гиперона $(d_j, p_j) \rightarrow s_{1/2}$ в легких и тяжелых гиперядрах позволит более точно определить ϵ_L^{Λ} и сопоставить его с предсказаниями кварковых и потенциальных подходов. Дальнейшее исследование функций возбуждения резонансных состояний в непрерывном спектре с более высоким энергетическим разрешением желательно с целью выяснения спиновой зависимости, обменного характера и других свойств M -взаимодействия. В перспективе, с вводом в действие мезонных фабрик нового поколения, возможные разрешения, например, в (π^+, K^+) -реакциях могут достигнуть ~ 100 кэВ [101], что выведет спектроскопию гиперядер на качественно новый уровень. Физика гиперядер и взаимодействий странных частиц является существенной составной частью разрабатываемых программ на сильноточном электронном ускорителе СЕВЯФ [102] и проектируемых каонных и адронных фабриках [103].

Автор выражает глубокую признательность оргкомитету школы им. В.М. Галицкого за предложение представить эту лекцию, а также проф. Л. Майлингу за плодотворное обсуждение многих вопросов гиперядерной спектроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bandō H., Motoba T. and Žofka J. - Int. J. Mod. Phys., 1990, v. A5, p. 4021.
2. Dover C.B., Millener D.J. and Gal A. - Phys. Rep., 1989, v. 184, p. 1.
3. Hayano R.S., Ishikawa T., Iwasaki M. e.a. - Nuovo Cim., 1989, v. 102, p. 437.

4. Harada T., Akaishi Y., Shinmura S., Tanaka H. - Nuovo Cim., 1989, v. 102, p. 473; Dalitz R.H., Davis D.H. and Deloff A. - Preprint Univ. of Oxford OUTP-89-42P; Yamada T., Ikeda - Nuovo Cim., 1989, v.102, p. 481.
5. Wilkinson D.H. e.a. - Phys. Rev., 1959, v. 3, p. 397; Bechdorf A. e.a. - Phys. Lett., 1968, v. 26B, p. 174; Catala J. - Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, v. 2 (Argonne, 1969), p. 753.
6. Alexander G., Karshon U., Shapira A. e.a. - Phys. Rev., 1968, v. 173, p. 1452; Sechi-Zorn B., Kehoe B., Twitti J. and Burnstein R.A. - Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1735; Engelman R., Filthuth H., Hepp V. and Kluge E. - Phys. Lett., 1966, v. 21, p. 587; Eisele F., Filthuth H., Fölich W. e.a. - Nucl. Phys., 1971, v. B37, p. 204.
7. Yamazaki T. - Nucl. Phys., 1987, v. A463, p. 39c; Dover C.B. - Proc. Int. Symp. on Medium Energy Physics, Beijing, June, 1987, ed. Huan-Ching and Zheng Lin-Sheng (World Scien., Singapore, 1987) p. 257; Л.Майлинг - Труды международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем, 16-20 июня, 1987, Дубна, с. 405.
8. Danysz M., Pniewski J. - Phil. Mag., 1953, v. 44, p. 348.
9. Juric M. e.a. - Nucl. Phys., 1973, v. B52, p. 1; Pniewski J.e.a. - Nucl. Phys., 1985, v. A443, p. 685; Cantwell M. e.a. - Nucl. Phys., 1974, v. A236, p. 445.
10. Bamberger A., Faessler M., Lynn U. e.a. - Nucl. Phys., 1973, v. B60, p. 1.
11. Bedjidian M., Filipowski A., Grossiord J. e.a. - Phys. Lett., 1976, v. 62B, p. 469.
12. Bedjidian M., Descroix E., Grossiord J. e.a. - Phys. Lett., 1979, v. 83B, p. 252.
13. Kay M., Bart S., Chen S. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 2085.
14. Bertini R. e.a. - Phys. Lett., 1979, v. 83B, p. 306; Nucl. Phys., 1981, v. A360, p. 315; Nucl. Phys., 1981, v. A368, p. 365.
15. Bedjidian M. e.a. - Phys. Lett., 1980, v. 94B, p. 480.
16. Herrera J.C., Kolata J.J., Kraner H.W. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 158.
17. Chrien R.E. e.a. - Phys. Rev., 1990, v. C41, p. 1062.
18. Kajling L., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A. - Z. Phys., 1990, v. A337, p. 337.

19. Chrien R.E. e.a. - Nucl. Phys., 1988, v. A478, p. 705c.
20. Brückner W. e.a. - Phys. Lett., 1975, v. 55B, p. 107; Phys. Lett., 1976, v. 62B, p. 481; Phys. Lett., 1978, v. 79B, p. 157.
21. Kay M. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1106.
22. Pile P.H. - ССЫЛКА /35/, p. 413.
23. Hashimoto O., Nagae T., Fukuda T. e.a. - ССЫЛКА /35/, p. 679.
24. Dalitz R.H., Gal A. - Ann. of Phys. (NY), 1978, v. 116, p. 167.
25. Pniewski J., Danysz M. - Phys. Lett., 1962, v. 1, p. 142; Juric M., Bohm G., Klabun J. e.a. - Nucl. Phys., 1973, v. B52, p. 1.
26. Dalitz R.H., Gal A. - Nucl. Phys., 1967, v. B1, p. 1; J. Phys. G: Nucl. Phys., 1978, v. 4, p. 889.
27. Lemonne J., Kayeur C., Sacton J. e. a. - Phys. Lett., 1965, v. 18, p. 354.
28. Pniewski J. - Methods in Subnuclear Physics, ed. M. Nikelic, v. 1, Part I (Gordon and Breach, 1969). Бом Г., Крекер У. - ЭЧАЯ, 1972, т. 3, с. 218; Хрылин Б.А. - УФН, 1971, т. 105, с. 185; Филимонов В.А. - ссылка /30/ с. 240.
29. Pniewski J., Zieminska G. - ссылка /30/ с. 33.
30. Труды международного семинара "Каон-ядерное взаимодействие и гиперядра", Звенигород, 12-14 сент. 1977, М.: Наука, 1979.
31. Proc. of 1979 Int. Conf. on Hypernucl. and Low Energy Kaon Physics, Nucleonica, 1980, v. 25, N. 3-4.
32. Proc. of Int. Conf. on Hypernucl. and Kaon Physics, ed. B. Povh, June 20-24, Heidelberg, 1982.
33. Proc. of Int. Conf. on Hypernucl. and Kaon Physics, ed R.E. Chrien, Sept. 9-13, 1985; Nucl. Phys., 1986, v. A450.
34. Proc. of 1986 INS Int. Symp. on Hypernucl. Physics, eds. H. Bando, O. Hashimoto, K. Ogawa, August 20-23, Tokyo, 1986; Contrib. Papers.
35. Proc. of Int. Symp. on Hypernucl. and Low Energy Kaon Physics, Legnaro, Sept. 12-16, Italy, 1988, eds. Bressani T., Cannata F., Lowe J., Ricci R.A.; Nuovo Cimento, 1989, v. 102, No. 1.
36. Gal A. - Adv. Nucl. Phys., eds. M. Baranger and E. Vogt, 1975, v. 8, p. 1; Povh B. - Progr. Part. Nucl. Phys., 1981, v. 5, p. 245; Богданова Л.Н., Маркушин В.Е. - ЭЧАЯ, 1984, т. 15, с. 208. Фетисов В.Н. - Препринт ФИАН, № 340, 1987.
37. Dover C.B., Walker G.E. - Phys. Rep., 1982, v. 89, p. 1.
38. Chrien R.E., Dover C.B. - Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1989, v. 39, p. 113.
39. Structure of Hypernuclei, Progr. Theor. Phys. Suppl. N. 81, 1985.

40. Авраменко С.А., Абдурахимов А.У., Аксиненко В.Д. и др.
(сотрудничество Ленинград - Варшава-София-Алма-Ата - Москва) -
Письма в ЕЭТФ, 1988, т. 48, с. 477.
41. Нога В.И., Ранюк Ю.Н., Руткевич Н.Я. и др. - ЯФ, 1987, т. 46,
с. 1313; Укр. физ. ж., 1990, т. 51, с. 171.
42. Epherre - Rey Compagnon M. (Collaboration PSI77) ССЫЛКИ /34/
с. 207 и /35/ с. 653.
43. Sotona M., Žofka J. - Progr. Theor. Phys., 1989, v. 81, p. 160.
44. Schorsch W., Tietge J., Weilnbök W. - Nucl. Phys., 1971, v. B25,
p. 179.
45. Hansen J.D., Morrison D.R.O., Tovey N., Flaminio E. - Compilation
of cross sections proton induced reactions, CERN-HERA, 70-2, 1970.
46. Подгорецкий М.И. - ЭЭТФ, 1963, т. 44, с. 695; Lipkin H.J. - Phys.
Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 18; Feshbach H., Kerman A.K. -
Preludes in Theor. Physics, eds. A. de Shalit, H. Feshbach, L. Van
Hove, Amsterdam, 1965, p. 260; Kerman A.K., Lipkin H.J. - Ann.
Phys. (N.Y.), 1971, v. 66, p. 738.
47. Fetisov V.N., Kozlov M.I., Lebedev A.I. - Phys. Lett., 1972,
v. 38B, p. 129.
48. Shinmura S., Akaishi Y., Tanaka H. - ССЫЛКА /34/, с. 217.
49. Sotona M., Žofka J., Fetisov V.N., Bandō H. - Czech.J. Phys.,
1989, v. B39, p. 1273.
50. Žofka J. - ССЫЛКА /35/, с. 327.
51. Ejiri H., Fukuda T., Shibata T., Bandō H., Kubo K.-I. - ССЫЛКА
/34/, с. 223.
52. Mach R. - Nucl. Phys., 1976, v. A258, p. 513; Žofka J., Sotona M.,
Fetisov V.N. - Nucl. Phys., 1984, v. A431, p. 603.
53. Yamada T., Motoba T., Ikeda K., Bandō H. - ССЫЛКА /39/, гл. IV.
54. Bouyssi A. - Phys. Lett., 1980, v. 91B, p. 15.
55. Dover C.B., Ludeking L., Walker G.E. - Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 2075.
56. Motoba T., Bandō H., Wünsch R., Žofka J. - Phys. Rev., 1988,
v. C38, p. 1322; Motoba T. - ССЫЛКА /35/, с. 345.
57. Majling L., Žofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A. - Phys. Lett.,
1983, v. 130B, p. 235.
58. Козлов М.И., Фетисов В.Н. - Препринт ФИАН № 25, 1974.
59. Cohen J. - Int. J. Mod. Phys., 1989, v. A4, p. 1.
60. Bodmer A.R., Usmani Q.N. - Nucl. Phys., 1986, v. A450, p. 257c.
61. Gibson E.F. - ССЫЛКА /33/, с. 243c.
62. Chrien R.E. - Proc. Int. Symp. Weak and Electromagnetic

- Interaction in Nuclei, Heidelberg, 1986, ed. H.V.Klopfer, p. 587.
63. Ajzenberg-Selove F. - Nucl. Phys., 1988, v. A490, p. I; 1985, v. A433, p. I; 1986, v. A449, p. I.
 64. Cohen S., Kurath D. - Nucl. Phys., 1965, v. 73, p. I.
 65. Barker F.S. - Nucl. Phys., 1966, v. 83, p. 418.
 66. Balashov V.V., Boyarkina A.N., Rotter I. - Nucl. Phys., 1964, v. 59, p. 417.
 67. Gal A., Soper J.M., Dalitz R.H. - Ann. Phys. (NY), 1971, v. 63, p. 53; 1972, v. 72, p. 445; 1978, v. 113, p. 79.
 68. Millener D.J., Gal A., Dover C.B., Dalitz R.H. - Phys. Rev., 1985, v. C31, p. 499.
 69. Nagels K.M., Rijken T.A., deSwart J.J. - Phys. Rev., 1975, v. D12, p. 744; 1977, v. D15, p. 2547; v. D20, p. 1633.
 70. Chrien R.E., Bart S., May M. e.a. - Phys. Rev., 1990, v. C41, p. 1062; Chrien R.E. - ССЫЛКА /35/, с. 727.
 71. Chrien R.E. - Czech. J. Phys., 1989, v. B39, p. 914.
 72. Fetisov V.N., Majling L., Zofka J., Eramzhyan R.A. - Препринт ФИАН, No. 112, 1990; Z.Phys. (в печати).
 73. Wang Xi-cang, Bandō H., Takaki H. - Z. Phys., 1987, v. A327, p.52.
 74. Itonaga K., Motoba T., Bando H. - Progr. Theor. Phys., 1990, v. 84, p. 291.
 75. Колесников Н.Н., Сокол Г.А., Амарасингам Д. - Препринт ФИАН, № 61, 1981.
 76. Bouyssy A. - ССЫЛКА /31/, с. 413.
 77. Fetisov V.N., Majling L., Zofka J., Eramzhyan R.A. - Z.Phys., 1983, v. A314, p. 239.
 78. Auerbach E.H., Baltz A.J., Dover C.B. e.a. - Ann. Phys. (NY), 1983, v. 148, p. 381.
 79. Majling L., Zofka J., Fetisov V.N., Eramzhyan R.A. - ССЫЛКА /34/, с. 112.
 80. Auerbach E.H., Baltz A.J., Dover C.B. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1110.
 81. Dalitz R.H., Gal A. - Ann. Phys. (NY), 1981, v. 131, p. 314.
 82. Dalitz R.H., Gal A. - Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 362.
 83. Pirner H.J. - Phys. Lett., 1979, v. 85B, p. 190; Pirner H.J., Povh B. - Phys. Lett., 1982, v. 114B, p. 308.
 84. Brockmann R. - Phys. Lett., 1981, v. 104B, p. 256; Bouyssy A. - Phys. Lett., 1981, v. 99B, p. 305; Nucl. Phys., 1982, v. A381, p. 445; Bandō H. - Progr. Theor. Phys., 1981, v. 66, 1349; Filimonov V.A. - ССЫЛКА /32/, с. 197.
 85. Dalitz R.H., Herndon R.C., Tang Y.C. - Nucl. Phys., 1972, v. B47, p. 109.

86. Bandō H. - ССЫЛКА /33/, с. 217с; J. Phys. Soc. Jpn., 1989, v. 58 Suppl., p. 379.
87. Yamada T., Motoba T., Ikeda K., Bandō H. - ССЫЛКА /39/, с. 104.
88. Hasegawa A., Nagata S. - Progr. Theor. Phys., 1971, v. 45, 1786; Yamamoto Y. - Progr. Theor. Phys., 1974, v. 52, p. 471.
89. Shapiro I.S. - Nucl. Phys., 1990, v. A518, p. 213.
90. Dover C.B. - Proc. of Int. Symp. on Medium - Energy Physics, Beijing, China (June, 1987), ed. Chiang Huan-Ching and Zheng Lin-Sheng, World Scientific, Singapore, 1987.
91. Millener D.J., Dover C.B., Gal A. - Phys. Rev., 1988, v. C38, p. 2700.
92. Yamamoto Y., Bandō H., Žofka J. - Progr. Theor. Phys., 1988, v. 80, p. 757.
93. Gal A. - ССЫЛКА /35/, с. 293.
94. Skyrme T.H.R. - Phil. Mag., 1956, v. I, p. 1043; Nucl. Phys., 1959, v. 9, p. 615.
95. Rayet M. - Ann. Phys., 1976, v. 102, p. 226; Nucl. Phys., 1981, v. A367, p. 381.
96. Vautherin D., Brink D.M. - Phys. Rev., 1972, v. C5, p. 626.
97. Bodmer A.R., Usmani Q.N. - Nucl. Phys., 1988, v. A477, p. 621; Yamamoto Y. - Phys. Rev., 1987, v. C36, p. 2166.
98. БУЧКОВ А.С. - ЯФ, 1984, т. 40, с. 408.
99. Dover C.B., N. van Giai - Nucl. Phys., 1972, v. A190, p. 373.
100. Yamamoto Y., Bando H. - Progr. Theor. Phys., 1985, v. 73, p. 905; ССЫЛКА /39/, с. 9; Büttgen R., Holinde K., Holzenkamp B., Speth J. - Intersection between Part. and Nucl. Phys. (Canada, 1986) ed. D.F.Geesaman, AIP Conf. Proc., 1986, v. 150, p. 924.
101. Chrien R.E., Millener D.J. - Z. Phys. - Part F, 1990, v. 46, p. 5157.
102. Concept. Design Rep., CEBAF, April 1990, SURA, Virginia.
103. Proc. Kaon Factory Workshop, ed M.K.Craddock, Vancouver, 1979, TRI-79-I; Physics with LAMPF II, Proposal, 1983, LA-9798-P; A proposal for Japanese Hadron Project, INS, Rep., Sept. 1987; Hypernuclear Physics at KAN, Proc. TRIUMF/KEK Workshop, June 1989, KEK Rep. 89-6; Bradamante F. - ССЫЛКА /35/, с. 713.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Особенности реакций образования гиперядер	7
2. Спектры гиперядер и ΛN -, ΛA -взаимодействия	15
2.1. Связанные состояния	15
2.2. Резонансы в непрерывном спектре	20
2.3. Одночастичные состояния Λ -гиперона	26
Заключение	30
Список литературы	31

Редактор И. Н. Маркина
Техн. редактор Е. Н. Кочубей
Корректор М. В. Макарова

Подписано в печать 6.05.91.

Формат 60×84 1/16

П. л. 2,25

Уч.-изд. л. 2,25

Тираж 180 экз.

Заказ 782

Цена 15 коп.

Изд. № 059-1

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31