

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

006.3:539.12

**ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ФИЗИКЕ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ *)**

(По материалам XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, август 1964 г.)

В последние годы усилия физиков, изучающих элементарные частицы, может быть, более, чем когда-либо ранее, сосредоточены на исследовании процессов, относящихся к области высоких энергий (выше 1 Гэв). Исследования этих процессов уже вскрыли в прошлом немало интересных особенностей мира элементарных частиц и продолжают приносить новые неожиданные результаты. Принципиально существуют два источника новой информации об элементарных частицах: повышение энергии сталкивающихся частиц и — точности количественных измерений в области малых и средних энергий. Трудно сказать, на каком из этих путей будут сделаны решающие открытия для выработки основных представлений о свойствах элементарных частиц. Но в последние годы качественно новые данные были получены главным образом при освоении новых диапазонов высокой энергии.

Недавние исследования в области высоких энергий значительно обогатили наши представления об элементарных частицах. К ранее известным частицам добавилось новое семейство нестабильных элементарных частиц — «резонансов». Были выявлены новые необычные свойства симметрии сильных взаимодействий. Последние данные по слабым взаимодействиям грозят уничтожить сложившиеся у нас представления о свойствах симметрии пространства и времени. Заметно продвинулось вперед изучение структуры нуклонов, все более отдаляющее нас от образа точечной частицы, и, наконец, в ряде случаев исследования вплотную подвели физиков к возможности проверки основных принципов, на которых базируются современные теории элементарных частиц, в частности, — принципа локальности.

Грандиозная задача изучения фундаментальных закономерностей микромира, лежащих в основе движения всей материи, вызывает не меньший по грандиозности размах работ. Для исследований по физике элементарных частиц в СССР и в крупнейших странах мира (США, Англия, Франция, Италия, ФРГ, Япония, Швеция) построены гигантские ускорители электронов и протонов, на которых работают огромные коллективы ученых. Фронт исследований необычайно широк, и количество поступающей информации таково, что ее переработка становится непосильной не только для одного человека, но даже для группы специалистов. В этой связи особое значение приобретают международные конференции по физике высоких энергий, на которых подводятся итоги проделанных исследований и выделяются наиболее перспективные области дальнейшей работы. Последняя из этих конференций проходила в августе 1964 г. в г. Дубне. На основе материалов этой конференции, а также ряда более поздних данных авторы настоящей статьи попытались дать обзор основных направлений, по которым ведутся исследования в области физики элементарных частиц.

Авторы полностью отдают себе отчет в том, что в подобной статье очень трудно избежать субъективизма, субъективности пропорциональности и отдать должное всем важным результатам, тем более, что важность результата зачастую есть функция времени.

*) Настоящая статья, написанная по заказу редакции, не претендует на полный отчет о всех работах, доложенных на конференции; в ней отмечены основные направления и главные результаты. (Ред.)

Авторы не ставили своей целью дать подробное изложение всех работ, доложенных на конференции в Дубне*), и поэтому в тексте, как правило, не упоминаются фамилии отдельных ученых и названия стран, где выполнены те или иные исследования.

§ 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СОВРЕМЕННОГО ЭТАПА ИССЛЕДОВАНИЙ

Основными направлениями исследований элементарных частиц естественно назвать направления, наиболее непосредственно приближающие нас к главной цели — построению теории элементарных частиц. Сейчас далеко не ясно, какова будет эта теория и ее основные понятия и какие проблемы будут для нее центральными. Можно лишь сформулировать ряд вопросов, представляющихся сейчас наиболее существенными. Направления исследований, наиболее тесно связанные с решением этих вопросов, отнесем к основным. Несколько условно их можно разделить на следующие три группы:

1. Какие элементарные образования существуют в природе и в какой мере они действительно элементарны? (Конечно ли их число?) Каковы их квантовые числа (пространственные — масса, спин, четность; «внутренние» — изоспин, гиперзаряд и т. д.)? Сколько вообще существует «внутренних» динамических переменных и как они связаны с пространственными динамическими переменными? В какой мере элементарные образования могут описываться фиксированными собственными значениями этих динамических переменных? (Последнее может оказаться существенным для понимания природы нестабильных частиц.)

2. Какими типами взаимодействий обладают элементарные частицы? Исчерпывается ли их многообразие сильными, электромагнитными, слабыми и гравитационными взаимодействиями или такое разбиение является условным и существует множество промежуточных типов взаимодействий, или, наконец, все они есть разные стороны проявления единого взаимодействия, охватывающего все элементарные частицы?

3. Какие свойства симметрии соответствуют каждому типу взаимодействия и каким образом их изменение связано с изменением силы взаимодействия?

Надо надеяться, что будущая теория внесет ясность во все поставленные вопросы, хотя скорее всего они не исчерпают ее содержания. Следует ожидать также, что будет найден математический аппарат, позволяющий вычислять, в принципе, динамические характеристики микропроцессов (сечения, форм-факторы, константы и т. д.). Решение сформулированных вопросов и разработка математического аппарата теории находятся сейчас лишь в самой начальной стадии. Современный этап изучения элементарных частиц характеризуется главным образом бурным накоплением фактического материала и попытками его систематизации.

Динамические характеристики изученных процессов в большинстве случаев обсуждаются на основе гипотез частного характера, не всегда связанных между собой и нередко меняющихся под давлением экспериментальных фактов. С их помощью иногда удается внести определенную ясность в механизм отдельных процессов, но область их применимости, как правило, ограничена. Тем не менее они играют важную роль, служа мостиками, пусть временными и шаткими, в будущую теорию.

Несколько обособленно развивается аксиоматический подход, в основе которого лежит стремление систематического построения аппарата теории на базе минимума наиболее общих постулатов. Однако получение экспериментально проверяемых следствий в этом методе сопряжено с большими трудностями и количество найденных следствий пока невелико.

Наиболее интересная особенность последних лет исследований в физике высоких энергий, которая может оказаться определяющей для ее дальнейшего развития, связана, пожалуй, с неожиданным увеличением числа элементарных частиц. Если до недавнего времени физикам были известны 30 стабильных или квазистабильных частиц (т. е. живущих очень долго в масштабах ядерного времени 10^{-23} сек), то к настоящему моменту общее число открытых частиц приближается к 200, причем большинство из вновь обнаруженных частиц является нестабильными образованиями — «резонансами» со временем жизни $10^{-22} \div 10^{-23}$ сек (табл. I—II). Продуктами распада резонансов являются «обычные» квазистабильные частицы: нуклоны, гипероны, π - и K -мезоны. Сейчас выясняется, что образование резонансов является не исключительным, а довольно общим свойством сильно взаимодействующих систем. Практически все известные нам сильно взаимодействующие частицы могут при подходящей энергии в системе центра тяжести объединяться в количестве двух или более штук в неустойчивые комплексы («резонансы»). Первые из открытых резонансов (ρ - и K^* -мезоны, Y^* -гипероны) были комплексами именно двух частиц. Так ρ -мезон (частица со спином 1

*) Более подробно с материалами конференции читатель может ознакомиться по рапортерским докладам, изданным Объединенным институтом ядерных исследований.

Таблица I

Стабильные и квазистабильные частицы

Символ	Масса, $M_{эв}$	$(I) J^{PG}$	Время жизни, сек	Основные распады		
				тип	доля, %	Q , $M_{эв}$
Фотон						
γ	0	1^-	Стабилен			
Лептоны						
ν_e	$0 (< 0,2 \cdot 10^{-3})$	$1/2$	Стабильны			
ν_μ	$0 (< 4)$					
e^\pm	$0,511006$ $\pm 0,000002$	$1/2$	Стабильны			
μ^\pm	$105,659$ $\pm 0,002$	$1/2$	$2,2001 \cdot 10^{-6}$ $\pm 0,0008$	$e\nu$	100	105,66
Мезоны						
π^\pm	$139,60$ $\pm 0,05$	$(1) 0^{--}$	$2,55 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,26$	$\mu\nu$ $e\nu$	100 $(1,24 \pm 0,05) \times 10^{-4}$	33,95 139,60
				$\mu\nu\gamma$	$(1,24 \pm 0,25) \times 10^{-4}$	33,94
				$\pi^0 e\nu$	$(1,5 \pm 0,3) \times 10^{-8}$	4,08
π^0	$135,01$ $\pm 0,05$		$1,80 \cdot 10^{-16}$ $\pm 0,29$	$\gamma\gamma$	100	135,01
K^\pm	$493,8$ $\pm 0,2$	$(1/2) 0^-$	$1,229 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,008$	$\mu^\pm\nu$ $\pi^\pm\pi^0$ $\pi^\pm\pi^+\pi^-$ $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ $\pi^0\mu^\pm\nu$ $\pi^0e^\pm\nu$ $\pi^\pm\pi^\mp e^\pm\nu$	$63,1 \pm 0,5$ $21,5 \pm 0,4$ $5,5 \pm 0,1$ $1,7 \pm 0,1$ $3,4 \pm 0,2$ $4,8 \pm 0,2$ $(4,3 \pm 0,9) \times 10^{-5}$	388,1 219,2 75,0 84,2 253,1 358,3 214,1
K^0	$498,0$ $\pm 0,5$		$50\% K_1^0 +$ $+50\% K_2^0$	$\pi^\pm\pi^\mp$ $\pi^0\pi^0$ $\pi^0\pi^0\pi^0$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi\mu\nu$ $\pi e\nu$	$(69,4 \pm 5,1)$ $30,6 \pm 1,1$ $27,1 \pm 3,6$ $12,7 \pm 1,7$ $26,6 \pm 3,2$ $33,6 \pm 3,3$	218,8 228,0 93,0 83,8 252,7 357,9
K_1^0	} разница в массах $-0,91 \cdot 1/\tau_1$ $\pm 0,07$		$0,92 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,02$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi\mu\nu$ $\pi e\nu$	$12,7 \pm 1,7$ $26,6 \pm 3,2$ $33,6 \pm 3,3$	83,8 252,7 357,9
K_2^0		$5,62 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,68$		$3\pi^0 + \pi^0 2\gamma$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^+\pi^-\gamma$	$31,8 \pm 2,3$ $27,4 \pm 2,5$ $5,5 \pm 1,3$	143,7 134,5 269,5
η	$548,7$ $\pm 0,5$	$(0) 0^{-+}$		$\gamma\gamma$ $3\pi^0 + \pi^0 2\gamma$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^+\pi^-\gamma$	$35,3 \pm 3,0$ $31,8 \pm 2,3$ $27,4 \pm 2,5$ $5,5 \pm 1,3$	548,7 143,7 134,5 269,5

Продолжение табл. I

Сим-вол	Масса, $M_{\text{эв}}$	$(I) J^{PG}$	Время жизни, сек	Основные распады		
				тип	доля, %	Q , $M_{\text{эв}}$
Барions						
p	$938,256 \pm 0,005$	$(1/2) 1/2^+$	Стабилен			
n	$939,550 \pm 0,005$			$1,01 \cdot 10^3 \pm 0,03$	$pe^- \nu$	100
} разница в массах — 1,2933 \pm 0,0001						
Λ	$1115,40 \pm 0,11$	$(0) 1/2^+$	$2,62 \cdot 10^{-10} \pm 0,02$	$p\pi^-$ $n\pi^0$ $p\nu$ $pe\nu$	$67,7 \pm 1,0$ $31,6 \pm 2$ $< 10^{-4}$ $(0,88 \pm 0,08) \times 10^{-3}$	37,5 40,9 71,5 176,6
Σ^+	$1189,41 \pm 0,14$	$(1) 1/2^+$	$0,788 \cdot 10^{-10} \pm 0,027$	$p\pi^0$ $n\pi^+$ $n\pi^+\gamma$ $\Lambda e^+\nu$ $p\gamma$ $n\mu^+\nu$ $ne^+\nu$	$5,1 \pm 2,4$ $49,0 \pm 2,4$ $\sim 0,4 \cdot 10^{-4}$ $\sim 0,2 \cdot 10^{-4}$ $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ $< 2,3 \cdot 10^{-4}$ $< 1,0 \cdot 10^{-4}$	116,1 110,3 110,3 73,5 251,1 144,2 249,3
Σ^0	$1192,4 \pm 0,3$	$(1/2) 1/2^+$	$1,0 \cdot 10^{-14}$	$\Lambda\gamma$	100	77,0
Σ^-	$1197,08 \pm 0,19$					
} разница в массах 4,44 \pm 0,10						
Ξ^0	$1314,3 \pm 1,0$	$(1/2) 1/2^+$	$3,06 \cdot 10^{-10} \pm 0,40$	$\Lambda\pi^0$ $p\pi^-$ $pe^- \nu$ $\Sigma^+ e^- \nu$ $\Sigma^- e^+ \nu$	~ 100 $< 0,4$ $< 0,4$ $< 0,3$ $< 0,25$	76,9 249,4 388,5 137,4 129,7
Ξ^-	$1320,8 \pm 0,2$					
} разница в массах 6,5 \pm 1,0						
Ω^-	1675 ± 3	$(0) 3/2^+$? ?	$\sim 0,7 \cdot 10^{-10}$	$\Xi\pi$ ΛK	? ?	221 66

Таблица II

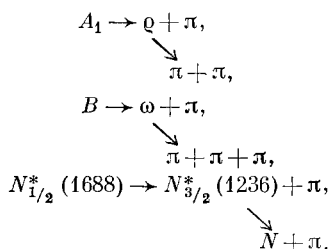
Резонансы

Сим-вол	Масса, Мэв	(I)J ^{PC} G	Ширина, Мэв	Основные распады		
				тип	доля, %	Q, Мэв
Мезоны						
η	548,7 $\pm 0,5$	(0)0 ⁻⁺	<10		см. табл. I	
ω	782,8 $\pm 0,5$	(0)1 ⁻⁻	9,4 $\pm 1,7$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^+\pi^-$ нейтральный $\pi^+\pi^0\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$ e^+e^- $\mu^+\mu^-$	86 <1 11 \pm 1 3,2 \pm 1 <0,3 <0,5	369 504 648 504 782 572
($\eta 2\pi$)	957,5 $\pm 1,5$	(0)0 ^{-+,1++} ,...	<12	$\eta 2\pi$ 2 π 3 π 4 π 6 π $\pi\pi\gamma$	большая <20 <30 <3 <3 ?	131 680 540 400 121 680
φ	1019,5 $\pm 0,3$	(0)1 ⁻⁻	3,1 $\pm 0,6$	K_1K_2 K^+K^- $\pi\pi$ { $\pi\rho+3\pi$ $\pi^0\gamma$	41 \pm 6 59 \pm 6 <8 <10	23 32 740 117 885
f	1253 ± 20	(0)2 ⁺⁺	100 ± 25	$\pi\pi$ 4 π $\bar{K}K$	большая 8 \pm 6 ?	974 695 265
π^\pm π^0	139,6 135,0	(1)0 ⁻⁻			см. табл. I	
ρ	763 ± 4	(1)1 ⁻⁺	106 ± 5	2 π 4 π	100 малая	483 204
A_1	1080 ± 10	$\geq(1)$	125 ± 25	$\rho\pi$ $\bar{K}K$	~ 100 <5	188
B	1215 ± 18	(1)1 ⁺⁺ , 2 ⁻	122 ± 17	$\omega\pi$ $\pi\pi$ $\bar{K}K$ 4 π	~ 100 <30 <10 <50	293 запрещено по I для четных l запрещено по G для четных l 657
A_2	1310	(1)2 ⁺⁻	80	$\rho\pi$ $\bar{K}K$ $\eta\pi$	~ 70 $\sim 30\pm 7$ замечен	408 816 622
K^\pm K^0	493,8 498,0	(1/2)0 ⁻			см. табл. I	
κ	725			$K\pi$		

Продолжение табл. II

Сим-вол	Масса, $M_{\text{эв}}$	$(I) J^{PG}$	Ширина, $M_{\text{эв}}$	Основные распады		
				тип	доля, %	Q , $M_{\text{эв}}$
K^*	891 ± 1	$(1/2) 1^-$	50 ± 2	$K\pi$	~ 100	258
				$K\pi\pi$	$< 0,2$	118
				$K\pi$	$< 0,2$	27
Барiony						
p	938,2	$(1/2) 1/2^+$			см. табл. I	
n	939,6					
$N_{1,2}^*$	1518 ± 10	$(1/2) 3/2^-$	125 ± 12	πN $N\pi\pi$	~ 80	440 301
$N_{1/2}^*$	1688	$(1/2) 5/2^+$	100	πN $N\pi\pi$	~ 80	610 471
$N_{1/2}^*$	2190	$(1/2) 9/2^+$	~ 200	πN ΛK	~ 30	1112 577
$N_{3/2}^*$	1236 ± 2	$(3/2) 3/2^+$	125	πN	100	160
$N_{3/2}^*$	1924	$(3/2) 7/2^+$	170	πN ΣK	34	842 237
$N_{3/2}^*$	2360	$(3/2) 11/2^+$	~ 200	πN	~ 10	1282
Λ	1115,4	$(0) 1/2^+$			см. табл. I	
Y_0^*	1405	$(0) 1/2^-$	50	$\Sigma\pi$ $\Lambda\pi\pi$	100 < 1	76 10
Y_0^*	1518,9 $\pm 1,5$	$(0) 3/2^-$	16 ± 2	$\Sigma\pi$ $\bar{K}N$ $\Lambda\pi\pi$	55 ± 7 29 ± 4 16 ± 2	190 87 124
Y_0^*	1815	$(0) 5/2^+$	70	$\bar{K}N$ $\Sigma\pi$ $\Lambda\pi\pi$ $\Lambda\eta$	80 < 10 < 15 ?	875 486 420 151
Σ		$(1) 1/2^+$			см. табл. I	
Y_1^*	1382 $\pm 0,9$	$(1) 3/2^+$	53 ± 2	$\Lambda\pi$ $\Sigma\pi$	96 ± 4 4 ± 4	127 55
Y_1^*	1660 ± 10	(1)	44 ± 5	$\bar{K}N$ $\Sigma\pi$ $\Lambda\pi$ $\Sigma\pi\pi$ $\Lambda\pi\pi$	~ 5 ~ 31 ~ 21 ~ 27 ~ 16	720 328 405 188 265
E	1321 1314	$(1/2) 1/2^+$			см. табл. I	
E^*	1529,1 $\pm 1,0$	$(1/2) 3/2^+$	7,5 $\pm 1,7$	$E\pi$	~ 100	73
E^*	1810 ± 20	$(1/2)$	~ 70	$E^*\pi$ $\Lambda\bar{K}$ $E\pi$ $\Sigma\bar{K}$	~ 45 ~ 45 < 10 < 10	141 197 354 127
Ω^-	1675 ± 3	$(0) 3/2^+$			см. табл. I	

и массой 760 $M_{\text{эв}}$) распадается на два π -мезона. K^* -мезон (частица со спином 1 и массой 891 $M_{\text{эв}}$) распадается на K - и π -мезоны. Y_1^* -гиперон (спин $3/2$, масса 1382 $M_{\text{эв}}$) распадается на Λ -частицу и π -мезон. В последнее время обнаружены более сложные комплексы: например, $\eta 2\pi$ -мезон (спин 0, масса 957 $M_{\text{эв}}$), $K\bar{K}\pi$ -мезон (масса 1415 $M_{\text{эв}}$) и др. Оказалось, что в ряде случаев распад «резонансов» идет каскадным образом, т. е. «резонанс» распадается на «резонанс», лежащий ниже по массе, и какую-нибудь квази-стабильную частицу, и что такой способ распада является скорее правилом, нежели исключением. В качестве примеров укажем A_1 -мезон (масса 1080 $M_{\text{эв}}$), B -мезон (масса 1215 $M_{\text{эв}}$), $N_{1/2}^*$ -позобару (масса 1688 $M_{\text{эв}}$), со следующими схемами распада:



По мере роста массы неуклонно возрастают спины резонансов. Если у первых открытых резонансов они равнялись 1 или $3/2$, то сейчас известны резонансы со спином 2 (f -мезон, масса 1250 $M_{\text{эв}}$), $5/2$, $7/2$; возможны более высокие спины. Таким образом, известные нам ранее 30 элементарных частиц, которые еще несколько лет назад могли претендовать на исключительное внимание, оказались лишь относительно устойчивыми, низко лежащими по массе собратями огромной совокупности образований. Сейчас можно говорить о развитии своеобразной спектроскопии элементарных частиц. Ясно, что приведенные факты потребуют коренного пересмотра понятия «элементарности», и, возможно, в дальнейшем речь уже пойдет не о том, чтобы свести все многообразие наблюдаемых частиц к нескольким элементарным сущностям, а о том, чтобы найти динамический принцип, управляющий распределением уровней возбуждения единой сильно взаимодействующей материи, которые мы и наблюдаем как частицы.

Большое количество частиц, ставших известными физикам, открыло широкие возможности для их группировки, систематизации, выявления и проверки свойств симметрии, которым подчиняются взаимодействия, управляющие этими частицами. Нахождение тех или иных свойств симметрии, конечно, не может восполнить отсутствие знания динамических закономерностей, однако оно позволяет упорядочить известные факты, установить важные связи между внешне, казалось бы, разрозненными явлениями и на этой основе сделать ряд важных предсказаний качественного и количественного характера. В конечном счете выявление симметрии взаимодействий должно послужить мощным стимулом для создания динамической теории и одновременно явиться серьезным критерием проверки ее правильности.

Последние годы ознаменовались важными успехами именно на пути установления свойств симметрии взаимодействия элементарных частиц. Обсуждение этих проблем заняло одно из центральных мест на конференции.

§ 2. СИММЕТРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Свойства симметрии и описывающие их группы симметрии составляют один из важнейших элементов физического знания. В физике элементарных частиц различают внешние (пространственно-временные) симметрии и «внутренние» симметрии, которые описывают специфические свойства частиц, как казалось, не связанные с их пространственными свойствами. Выясняется, однако, что между ними существует взаимосвязь (см. ниже).

1) Пространственно-временные симметрии. Нарушение CP -четности. Общеизвестна роль, которую сыграло установление группы пространственно-временных преобразований — неоднородной группы Лоренца — для развития всех областей физики и, в частности, для развития квантовой теории поля. Основные понятия, с помощью которых описываются элементарные частицы — энергия, импульс, масса, спин — возникают как следствие инвариантности физических взаимодействий относительно этой группы. Известно также, что в квантовой механике группа Лоренца дополняется группой дискретных преобразований, связанных с операциями инверсии пространства $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$, обращения времени $t \rightarrow -t$ и замены частицы на античастицу. Операторы, соответствующие этим преобразованиям, обозначаются символами P , T , C . При инвариантности относительно каждой из этих операций можно ввести квантовые числа пространственной, временной и зарядовой четности,

которые оказались весьма существенными характеристиками сильных и электромагнитных взаимодействий. Важно подчеркнуть, что основные постулаты квантовой механики в сочетании с предположением о локальности теории и ее инвариантности относительно неоднородной группы Лоренца приводят к выводу, что физические явления всегда должны быть инвариантными относительно произведения трех операций C , P и T (так называемая $СРТ$ -теорема).

По отдельности для каждой из этих операций инвариантности может и не быть. Открытие нарушения пространственной (и зарядовой) четности в слабых взаимодействиях в 1957 г. прекрасно подтвердило это положение. Однако до последнего времени у физиков было убеждение, что инвариантность слабых взаимодействий относительно операции $СР$ все же имеет место. Дело в том, что при нарушении $СР$ -инвариантности появляется неэквивалентность правого и левого в пустом пространстве, которую уже нельзя свести, как раньше, к различию частицы и античастицы (левый и правый винт соответственно). Такой ситуации естественно хотелось бы избежать. И все же новейшие данные поколебали это убеждение. Может быть, одной из самых важных по своим будущим следствиям работ среди доложенных на конференции в Дубне была работа группы физиков из Принстона (США), обнаруживших процесс, по-видимому, идущий с нарушением $СР$ -инвариантности. Этим процессом является распад долгоживущего K^0 -мезона (K_D^0) на π^+ и π^- . Оказалось, что такой распад происходит в доле $2 \cdot 10^{-3}$ от всех других распадов. До сих пор предполагалось, что K_D^0 -мезон есть $СР$ -четная суперпозиция из состояний K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов:

$$|K_D^0\rangle = \frac{|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} = |K_1^0\rangle.$$

Система же из двух π -мезонов с относительным орбитальным моментом, равным нулю (спин K_D^0 равен нулю), не меняется под действием операций C и P , т. е. является $СР$ -четной. Переход между K_D^0 и системой двух π -мезонов, таким образом, возможен только, если в K_D^0 есть некоторая примесь (небольшая) $СР$ -четной комбинации K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов $\left(\frac{|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{2}} = |K_1^0\rangle \right)$ или, иными словами, K_D^0 -мезон не яв-

ляется собственным состоянием $СР$ -оператора и, следовательно, $СР$ -инвариантность не имеет места. Если приведенный результат будет подтвержден последующими экспериментами, то возможны две принципиально различные трактовки распада $K_D^0 \rightarrow 2\pi$:

1) Распад вызывается специальными причинами, специфичными для K_D^0 -мезона, и нарушение $СР$ -инвариантности в нем является кажущимся.

2) Распад связан с истинным нарушением $СР$ -инвариантности, которое является общим свойством для всех (или части) процессов слабого взаимодействия.

Рассмотрим некоторые из объяснений, относящихся к первой альтернативе.

а) Пучок K_D^0 -мезонов возникает из первоначального пучка K^0 путем «выгорания» короткоживущей его компоненты K_S^0 . Известно, что с определенного момента закон «выгорания» меняется с экспоненциального на степенной и в принципе даже при очень больших временах пролета остается некий «хвост» короткоживущих мезонов, распадающихся на π^+ и π^- . Обычно предполагалось, что экспоненциальный закон распада короткоживущих мезонов сохраняется достаточно долго, так что при временах пролета, характерных для эксперимента, число остающихся K_S^0 -мезонов ничтожно мало. Если допустить, что данное предположение неточно и экспоненциальный закон справедлив лишь до значительно более коротких времен, то это могло бы явиться одним из возможных объяснений наблюдаемого эффекта. Проверка закона распада K_S^0 — одна из важных очередных задач этой области исследований*).

б) Другое возможное объяснение распада $K_D^0 \rightarrow 2\pi$ связано с имеющимися указаниями на то, что $m_{K_D^0} > m_{K_S^0}$. В этом случае допустим переход $K_D^0 \rightarrow K_S^0 + v$, где

v — векторная частица с ничтожно малой ($< 10^{-5}$ эв), но конечной массой. (Для массы нуль переход запрещен.) Подбором константы взаимодействия частицы v с K^0 -мезонами можно объяснить наблюдаемую вероятность распада.

в) Более сложным является объяснение, связанное с предположением о существовании дальнедействующего векторного поля, порождаемого гиперзарядами. В этом случае частицы, составляющие нашу Галактику, протоны и нейтроны с гиперзарядом $Y = +1$, создают в районе Земли постоянное поле, действующее противо-

* Нахождение отклонений от экспоненциального закона распада представляет большой интерес и для других нестабильных систем.

положным образом на K^0 -мезоны ($Y = 1$) и \bar{K}^0 -мезоны ($Y = -1$). Поскольку K_d^0 и \bar{K}_d^0 -состояния возникают как суперпозиция состояний K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, наличие такого внешнего поля сказывается на характере этой суперпозиции и эффективно приводит к распаду $K_d^0 \rightarrow 2\pi$. В отсутствие внешнего поля этот распад исчезает, так что в истинном вакууме имеет место CP -инвариантность.

Перечень возможностей этим, по-видимому, не исчерпывается. В случае, если распад $K_d^0 \rightarrow 2\pi$ есть следствие истинного нарушения CP -инвариантности в слабых взаимодействиях, должны существовать проявления этого нарушения и в других процессах. Существуют различные предположения о конкретном механизме нарушения CP -инвариантности в слабых взаимодействиях, которые приводят к различным выводам относительно возможности его экспериментального наблюдения. Важно подчеркнуть, что в настоящее время практически отсутствуют прямые проверки CP -инвариантности в слабых взаимодействиях. При анализе экспериментальных данных обычно проверяется выполнение T -инвариантности, откуда, предполагая справедливость CPT -теоремы, можно извлечь сведения о CP -инвариантности. Лучшие из данных, подтверждающих наличие T -инвариантности, относятся к β -распаду и, в частности, к распаду нейтрона. Все остальные данные имеют значительно меньшую точность. Можно ожидать, что в ближайшее время будут предприняты значительные усилия по проверке T -инвариантности, а также прямой проверке CP -инвариантности в слабых взаимодействиях. Наиболее вероятно, что нарушение CP -инвариантности в тех или иных слабых процессах будет сопровождаться одновременным нарушением T -инвариантности (т. е. CPT -теорема будет выполнена). Однако не исключено, что физикантам придется столкнуться с такой ситуацией, когда нарушение CP - не связано с нарушением T -инвариантности, т. е. в конечном счете оказывается нарушенной CPT -теорема. Последнее будет означать крушение основных принципов, на которых базируются наши современные представления о микромире, последствия которого сейчас еще трудно оценить.

2) Симметрии сильных взаимодействий. До сих пор шла речь о пространственно-временных симметриях. Из внутренних симметрий давно и хорошо известна присущая сильным взаимодействиям характерная симметрия — изотопическая инвариантность. Изотопическая инвариантность позволила группировать частицы с одним значением изотопического спина I , но с разными электрическими зарядами, в изотопические мультиплеты, и установила ряд соотношений между сечениями процессов с участием частиц, входящих в один изотопический мультиплет. Исследования последних лет привели к выводу, что сильные взаимодействия на самом деле обладают более широкой внутренней симметрией, так называемой SU_3 -симметрией. В работах, доложенных на конференции, содержались дополнительные факты, подтверждающие существование подобной симметрии.

Термин SU_3 -симметрия есть краткое выражение для обозначения инвариантности сильных взаимодействий по отношению к преобразованиям из группы SU_3 (т. е. группы всех унитарных матриц третьего порядка с детерминантом, равным единице *)). Эта симметрия, впрочем, не является вполне строгой (см. ниже). Группа SU_3 — одно из простейших расширений группы изотопических вращений, т. е. группы SU_2 , которую она содержит в качестве подгруппы. Инвариантность по отношению к SU_3 -группе тесно связана с наличием двух сохраняющихся коммутирующих величин в сильных взаимодействиях: третьей компоненты изотопического спина I_3 и гиперзаряда Y .

Одно из непосредственных следствий SU_3 -симметрии — объединение частиц с разными I и Y в один супермультиплет. При преобразованиях группы векторы состояний, описывающие частицы, которые входят в один супермультиплет, линейно выражаются друг через друга. Число частиц, входящих в супермультиплет, определяется размерностями неприводимых представлений группы SU_3 . Низшие представления группы SU_3 имеют размерности 1, 3, 6, 8, 10, 15 и т. д. Квантовые числа I , I_3 , Y частиц, входящих в супермультиплет, вытекают из формализма группы. В настоящее время известны частицы, которые заполняют супермультиплеты 1, 8 и 10. Открытие в начале 1964 г. частицы, замкнувшей декуплет, Ω^- -гиперона, явилось одним из важных свидетельств в пользу группы SU_3 .

Другим важным свидетельством в пользу группы SU_3 являются так называемые массовые формулы. Дело в том, что при наблюдении точной инвариантности относительно SU_3 -группы массы частиц, входящих в супермультиплет, должны были бы быть одинаковыми. На самом деле точная инвариантность, как уже упоминалось, не имеет места. Однако если известны трансформационные свойства члена в гамилтониане (или в массовом операторе), нарушающего симметрию, можно рассчитать возникающую при этом зависимость массы от квантовых чисел частицы, входящих в супермультиплет. Результат этого вычисления в первом порядке по теории возмущения

*) Подробнее см.: Я. А. Смородинский, УФН 84, 3 (1964).

(предположено, что возмущающий член мал) дается формулой Окубо — Гелл-Манна (ОГМ)

$$m = m_0 + aY + b \left(I(I+1) - \frac{Y^2}{4} \right), \quad (1)$$

где m_0 , a , b — постоянные для данного супермультиплетта. Формула ОГМ устанавливает определенные соотношения между массами частиц, входящих в супермультиплет, которые хорошо выполняются для известных супермультиплетов. В частности, с помощью формулы ОГМ было предсказано значение массы Ω -гиперона, с большой точностью подтвердившееся в эксперименте. Наряду со сказанным, SU_3 -симметрия позволяет связать между собой амплитуды процессов, в которых участвуют частицы одного супермультиплетта. Эти предсказания SU_3 -симметрии выполняются далеко не во всех случаях. Например, для распадов частиц $N_{3/2}^*$, Y_1^* , Ξ^* , входящих в декуплет, соотношение между вероятностями распадов, вытекающее из SU_3 -симметрии, выполняется довольно хорошо:

$$W(N_{3/2}^* \rightarrow N + \pi) + 2W(\Xi^* \rightarrow \Xi + \pi) = 3W(Y_1^* \rightarrow \Lambda + \pi) + W(Y_1^* \rightarrow \Sigma + \pi). \quad (2)$$

В то же время соотношения между квадратами матричных элементов процессов

$$\left. \begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow N_{3/2}^* + \pi^+ & (1') \\ K^- + p &\rightarrow Y_1^* + \pi^+ & (2') \\ \pi^- + p &\rightarrow Y_1^* + K^+ & (3') \\ K^- + p &\rightarrow \Xi^* + K^+ & (4') \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{|M_1|^2}{3} = |M_2|^2 = |M_3|^2 = |M_4|^2, \quad (4)$$

следующие из SU_3 -симметрии, сильно нарушены. Оказывается,

$$|M_2|^2 \approx |M_4|^2 \ll |M_1|^2 \approx |M_3|^2.$$

Причина таких сильных отклонений не вполне ясна, но скорее всего связана с нарушениями SU_3 -симметрии. Учет в первом порядке теории возмущений члена взаимодействия, нарушающего симметрию, снимает имеющиеся расхождения в экспериментом. Однако проблема более строгого учета нарушения симметрии пока не решена и окончательное сопоставление теории с экспериментом — дело будущего.

Наряду с явными успехами применения SU_3 -симметрии обращают на себя внимание отдельные факты, которые не находят полного объяснения в рамках SU_3 -группы. Среди них в первую очередь следует упомянуть избирательность заполнения частицами представлений группы SU_3 — (1, 8, 10). Кандидаты в представления меньшей размерности (3, 6) пока не найдены. Незаполненные представления оказываются во многих отношениях необычными. Если принять для электрического заряда формулу Гелл-Манна — Нишиджимы

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (5)$$

и потребовать ее выполнения во всех представлениях группы SU_3 (I_3 и Y — определенные комбинации генераторов группы), то для представлений 3, 6, 15 и др. электрический заряд будет дробным, кратным $1/3$. Например, для представления 3 частицы будут иметь заряд $(2/3, -1/3, -1/3)$. Таким образом, физики поставлены перед выбором:

а) либо реализуются все представления группы SU_3 ; тогда помимо частиц с целым электрическим зарядом существуют частицы с дробным зарядом, которые предстоит обнаружить;

б) либо реализуются лишь некоторые из представлений SU_3 (1, 8, 10, 27 . . .), отвечающие целочисленным зарядам; математически это означает, что наблюдаемая группа симметрии есть фактор-группа $\frac{SU_3}{Z_3}$ (Z_3 — центр SU_3), и необходимо понять физические причины, обусловившие ее выделенность.

В течение 1964 г. на крупнейших ускорителях в Женеве и Брукхейвене были предприняты усиленные поиски сильно взаимодействующих частиц с дробным электрическим зарядом. Такие частицы с массой до $4 G_{\text{эв}}$ обнаружены не были. Конечно, не исключено, что такие частицы существуют и являются значительно более тяжелыми. Можно показать при этом, что для триплетта по крайней мере одна из таких частиц будет стабильной. Последнее означает, что в природе, может быть, присутствует совершенно иной тип материи, чем тот, который нам известен.

Существует, однако, совершенно иная возможность избежать появления дробных электрических зарядов. Для этого необходимо расширить рамки группы SU_3

и ввести новое квантовое число, коммутирующее с I_3 и Y . Нетрудно видеть, что видоизменив формулу Гелл-Манна — Нишиджимы следующим образом:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} - \frac{C}{3}, \quad (6)$$

где для представления $3 \subset 1$, мы получим триплет с целочисленными зарядами $(1, 0, 0)$. Расширение группы SU_3 , конечно, является довольно радикальной мерой. Однако ряд фактов дополнительно свидетельствует о целесообразности подобного шага. Это, в частности, факты, относящиеся к существованию неодинаковых унитарных супермультиплетов с совпадающими пространственными квантовыми числами: например, для псевдоскалярных частиц — супермультиплеты 8 и 1, для векторных — 8 и 1, для частиц спина $3/2$ — 10 и, возможно, 8. Такие факты, необъяснимые внутри группы SU_3 , легко интерпретируются как результат распада неприводимых представлений более широких групп, нежели SU_3 , на представления группы SU_3 .

В настоящее время среди более широких групп рассмотрены группы SU_4 , Sp_6 (симплектическая группа в 6-мерном пространстве), O_7 (ортогональная группа в семи-мерном пространстве). Характерной чертой всех этих групп является появление нового квантового числа C («charm»), входящего в формулу (6). Неприводимые представления этих групп включают в себя как обычные ($C = 0$), так и необычные ($C \neq 0$) частицы, причем, как правило, предсказывается довольно значительное количество новых частиц того и другого сорта. Поиски частиц, наделенных новым квантовым числом C , представляют собой одну из интереснейших задач физики ближайших лет*).

Логически мыслимы следующие свойства квантового числа C .

а) Квантовое число C абсолютно сохраняется. В этом случае частицы с $C \neq 0$ представляют новый тип материи (ср. выше), который, может быть, имеет отношение к веществу сверхзвезд, ядер галактик и т. д. При столкновениях обычных частиц такие частицы рождаются только парами.

б) Квантовое число C нарушается слабыми взаимодействиями. В этом случае оно близко по свойствам к «страниости». При столкновениях обычных частиц частицы с $C \neq 0$ рождаются парами и распадаются на обычные частицы.

в) Квантовое число C нарушается взаимодействиями средней силы (примерно в $10 \div 100$ раз слабее обычных сильных взаимодействий). Частицы с $C \neq 0$ могут рождаться поодиночке от обычных частиц, хотя несколько менее интенсивно, чем известные «резонансы», а в остальном очень напоминают их распадом на обычные квазистабильные частицы.

Некоторые из предложенных расширений группы SU_3 не связаны непосредственно с решением проблемы дробных электрических зарядов частиц. К их числу относятся группы, являющиеся прямым произведением групп U_3 или SU_3 :

$$U_3 \otimes U_3 \equiv W_3, \quad SU_3 \otimes SU_3 = (SU_3)^2, \quad SU_3 \otimes SU_3 \otimes SU_3 \otimes SU_3 = (SU_3)^4.$$

В группе W_3 довольно естественно возникает смешивание унитарных мультиплетов. Так, представление $(3, 3^*)$ с точки зрения группы SU_3 распадается на $8 + 1, (6, 3)$ на $10 + 8$, что может иметь прямое отношение к упомянутым выше фактам существования унитарных мультиплетов с одинаковыми квантовыми числами. В частности, в рамках группы W_3 получена формула для девятки векторных мезонов, прекрасно согласующаяся с экспериментом:

$$m_\phi^2 - m_\rho^2 = \frac{4}{3} (m_K^2 - m_\rho^2) (m_\phi^2 + m_\omega^2 - 2m_K^2). \quad (7)$$

Одно из наиболее интересных следствий групп $(SU_3)^2$ и $(SU_3)^4$ связано с существованием унитарных мультиплетов, сопряженных по четности. В группе $(SU_3)^2$, например, каждому октету мезонов $0^-, 1^-$ сопоставляется октет мезонов $0^+, 1^+$, а в группе $(SU_3)^4$ каждый октет дополнительно повторяется дважды, т. е. предсказывается 16 мезонов $0^-, 1^-$ и столько же мезонов $0^+, 1^+$. Ближайшие экспериментальные исследования должны показать, правильны ли эти предположения.

К попыткам расширения группы SU_3 и нахождения более общих «внутренних» симметрий непосредственно примыкают попытки несколько иного рода, ставящие своей целью нахождение группы, одновременно описывающей пространственно-временные и «внутренние» симметрии. Наиболее многообещающей в этом отношении, по-видимому, является группа SE_6 . Группа SU_6 содержит в качестве подгруппы прямое произведение $SU_3 \otimes (SU_2)_q$. Группа SU_3 в данном случае — уже рассмотрен-

*) В принципе не исключено существование и других квантовых чисел (помимо C), которые могут управлять процессами сильных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

ная ранее группа «внутренней» симметрии, а группа $(SU_2)_q$ — группа пространственных вращений, отвечающих сохранению механического спина. Значок q означает, что пространственные вращения осуществляются при заданном значении 4-импульса q . Редуцируя неприводимые представления группы SU_6 по неприводимым представлениям прямого произведения $SU_3 \otimes (SU_2)_q$, мы получим набор унитарных мультиплетов группы SU_3 , каждому из которых сопоставлено определенное значение механического спина. Напомним, что раньше эти величины никак не были связаны. Можно показать также, что четность во всех мультиплетах будет одинаковой.

Неприводимое представление $SU_3 \otimes (SU_2)_q$ обычно записывается в виде (m, n) , где m обозначает размерность мультиплета SU_3 , n — размерность мультиплета $(SU_2)_q$, равного $2s + 1$, где s — значение спина. Выпишем разложения некоторых неприводимых представлений группы SU_6 по неприводимым представлениям $SU_3 \otimes (SU_2)_q$:

SU_6	$SU_3 \otimes (SU_2)_q$
6	(3, 2)
15	$(3^*, 3) \wedge (6, 1)$
20	$(8, 2) \oplus (1, 4)$
35	$(8, 3) \oplus (8, 1) \oplus (1, 3)$
56	$(10, 4) \oplus (8, 2)$
70	$(10, 2) \oplus (8, 4) \oplus (8, 2) \oplus (1, 2)$

Нетрудно видеть, что группа SU_6 не решает проблемы дробности электрического заряда, так как, например, в представлениях 6 и 15 содержится триплет и секстет группы SU_3 , обладающие дробными зарядами. В данном случае только конкретизируется значение спина триплета, который для представления 6 равен $1/2$. Но вместе с тем с помощью группы SU_6 удается привести в систему большое количество фактов и установить взаимную связь многих параметров, которые ранее казались независимыми.

Прежде всего в этой группе на основе представления 56 единым образом описывается октет барионов $1/2^+$ (N, Σ, Λ, Ξ) и декуплет барионов $3/2^+$ ($N_{3/2}^*, Y_1^*, \Xi^*, \Omega$), а на основе представления 35 — октет мезонов $0^-(\pi, K, \eta)$, а также октет мезонов 1^- , к которому примешан синглет $1^-(\rho, K^*, \omega, \phi)$. Формализм группы однозначно определяет параметры смешивания.

Далее, группа SU_6 однозначно фиксирует характер взаимодействия мезонов с барионами. В группе SU_3 возможны два типа такого взаимодействия, которые условились называть F - и D -связями для группы SU_6 ; отношение F -связи к D -связи равно $2/3$. Одновременно устанавливается связь констант взаимодействия векторных и псевдоскалярных мезонов с барионами. Если, например, взять значение векторной константы из эксперимента, то $\frac{g_{ps}^2}{4\pi}$ оказывается равным ~ 13 , в хорошем согласии с общепринятым значением.

При предположении об определенном характере нарушения симметрии группы SU_6 удается получить массовые формулы для каждого супермультиплета, в которых, помимо зависимости от Y и I , выделена также зависимость от спина частицы. Тем самым устанавливаются связи между массами частиц, обладающих разными спинами. В частности, получает объяснение давно подмеченное соотношение

$$m_{K^*}^2 - m_\rho^2 = m_K^2 - m_\pi^2$$

и ряд других удивительных закономерностей в расположении масс.

Чрезвычайно интересной будет проверка соотношений между сечениями различных процессов, вытекающих из формализма группы SU_6 . Успех применения группы SU_6 вряд ли случаен, и следует ожидать дальнейшего развития исследований в этом направлении.

3) Симметрии электромагнитных и слабых взаимодействий. Электромагнитные и слабые взаимодействия не подчиняются законам симметрии, характерным для сильных взаимодействий. Каждое из них по-своему нарушает эту симметрию. Однако применение теоретико-групповых представлений оказалось очень плодотворным и в этих случаях. Установление конкретного вида нарушения симметрии сильных взаимодействий (как и в случае выведения массовых формул) позволяет сделать ряд полезных предсказаний и получить определенные правила отбора для различных реакций. Разбору свойств симметрии электромагнитных и слабых взаимодействий было также уделено большое внимание на конференции.

Электромагнитные взаимодействия нарушают SU_3 -симметрию, так же как и изотопическую инвариантность. Но они сохраняют подгруппу группы SU_3 , для которой электрический заряд Q есть инвариант (это подгруппа SU_2 так называемого U -спина). Уже использование этого, казалось бы, тривиального обстоятельства приводит к ряду интересных соотношений между массами частиц, входящих в октет и декуплет, справедливых и при учете нарушения инвариантности сильных взаимодействий по отношению к группе SU_3 .

Например,

$$m_n - m_p + m_{\Sigma^+} - m_{\Sigma^-} + m_{\Xi^0} - m_{\Xi^-} = 0, \tag{7a}$$

$$m_{N_{3/2}^{*0}} - m_{N_{3/2}^{*0}} + m_{Y_1^{*0}} - m_{Y_1^{*0}} = 0, \tag{7б}$$

$$m_{N_{3/2}^{*0}} - m_{N_{3/2}^{*+}} + m_{Y_1^{*+}} - m_{Y_1^{*0}} = 0. \tag{7в}$$

Все эти соотношения хорошо согласуются с экспериментом (наилучшая точность проверки достигнута в случае (7a)).

Если отвлечься от нарушения группы SU_3 для сильных взаимодействий и принять для электрического заряда формулу (5), то можно получить ряд дополнительных соотношений: а) между магнитными моментами частиц, входящих в октет:

$$\left. \begin{aligned} \mu_{\Lambda} &= \frac{1}{2} \mu_n & \mu_{\Sigma^0} &= -\frac{1}{2} \mu_n, \\ \mu_{\Sigma^+} &= \mu_p & \mu_{\Xi^0} &= \mu_n, \\ \mu_{\Sigma^-} &= \mu_{\Xi^-} & &= -(\mu_p + \mu_n); \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

б) между матричными элементами различных процессов, в частности, процессов распада:

$$\begin{aligned} \langle \eta | 2\gamma \rangle &= -\frac{1}{\sqrt{3}} \langle \pi^0 | 2\gamma \rangle, \\ \langle \varrho^+ | \pi^+\gamma \rangle &= -\frac{1}{2} \langle K^{*0} | K^0\gamma \rangle = \langle K^{*+} | K^+\gamma \rangle \end{aligned} \tag{9}$$

и процессов фоторождения

$$\begin{aligned} \frac{\langle \gamma p | N_{3/2}^{*0} \pi^+ \rangle}{\langle \gamma p | Y_1^{*0} K^+ \rangle} &= \frac{\langle \gamma p | N_{3/2}^{*0} \varrho^+ \rangle}{\langle \gamma p | Y_1^{*0} K^{*+} \rangle} = -\sqrt{2}, \\ \frac{\langle \gamma n | N_{3/2}^{*-} \pi^+ \rangle}{\langle \gamma n | Y_1^{*-} K^+ \rangle} &= \frac{\langle \gamma n | N^{*-} \varrho^+ \rangle}{\langle \gamma n | Y_1^{*-} K^{*+} \rangle} = -\sqrt{3}. \end{aligned} \tag{10}$$

Одновременно возникает ряд запретов. Например, запрет на распады

$$Y_1^{*-} \rightarrow \Sigma^- + \gamma, \quad \Xi^{*-} \rightarrow \Xi^- + \gamma. \tag{11}$$

Важно подчеркнуть, что при выводе всех этих соотношений использовалась формула (5). Если существует квантовое число C , то следует использовать формулу (6) $Q = I_3 + \frac{Y}{2} + \frac{C}{3}$, где C — унитарный скаляр. Часть из приведенных соотношений при этом будет нарушена. В частности, оказываются несправедливыми равенства $\mu_{\Lambda} = \frac{1}{2} \mu_n$ и $\mu_n = -(\mu_{\Sigma^+} + \mu_{\Sigma^-})$. Это обстоятельство скажется и на некоторых других процессах, например, на отношении вероятностей распадов

$$\frac{W(\varphi \rightarrow \mu^+ + \mu^-)}{W(\omega \rightarrow \mu^+ + \mu^-)}.$$

При этом, правда, следует иметь в виду возможные осложнения, связанные с отклонениями от строгой SU_3 -симметрии в сильных взаимодействиях.

Поиски проявлений существования квантового числа C в электромагнитных взаимодействиях представляют значительный интерес. Не исключено, что на этом пути успех будет достигнут раньше, чем при прямых поисках частиц с $C \neq 0$.

Проведенное выше рассмотрение основывалось на свойствах электромагнитных взаимодействий по отношению к группе SU_3 . Если истинная симметрия сильных взаимодействий окажется шире SU_3 -симметрии, то соответственно должен быть изменен

анализ электромагнитных взаимодействий. Включение числа C в формулу для заряда, по существу, предваряет подобный анализ.

В самое последнее время была сделана первая попытка рассмотрения электромагнитных взаимодействий на основе группы SU_6 . Для электрического заряда была принята формула (5). При этом были воспроизведены многие из обсужденных выше результатов *) и дополнительно получен ряд интересных соотношений для магнитных моментов частиц. Среди них упомянем

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -\frac{2}{3}, \quad (12)$$

находящееся в блестящем согласии с экспериментом.

В физике слабых взаимодействий последних лет заметное место заняло изучение правил отбора для лептонных и нелептонных распадов. К настоящему моменту с достаточной уверенностью можно утверждать, что в слабых распадах имеют место следующие изменения странности S и изотопического спина I :

для нелептонных распадов

$$\left. \begin{aligned} |\Delta S| &= 1, \\ |\Delta I| &= \frac{1}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

для лептонных распадов

$$\left. \begin{aligned} |\Delta S| &= 1, \\ |\Delta I| &= \frac{1}{2}, \\ \Delta S &= -\Delta Q \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

(в последнем случае приведенные разности относятся к сильно взаимодействующим частицам).

Эти эмпирические правила отбора до недавнего времени не имели удовлетворительного теоретического истолкования. Рассмотрение свойств симметрии слабых взаимодействий (по отношению к SU_3 -группе) позволило существенно продвинуться в понимании их происхождения.

Три предположения сыграли здесь наиболее важную роль.

а) Слабый ток сильно взаимодействующих частиц J_μ по своим трансформационным свойствам принадлежит к октетному представлению группы SU_3 .

б) Слабый ток выделяет некоторое направление в пространстве, где действует группа SU_3 , характеризуемое углом θ . При этом ток J_μ записывается в виде

$$J_\mu = \cos \theta J_\mu^{c.c.} + \sin \theta J_\mu^{n.c.c.}, \quad (15)$$

где $J_\mu^{c.c.}$ — ток, сохраняющий странность, $J_\mu^{n.c.c.}$ — ток, не сохраняющий странность.

Формула (15) справедлива для векторного и аксиально-векторного токов при одном значении θ .

в) Лагранжиан слабых взаимодействий, описывающий нелептонные распады, $\mathcal{L}_{сп}$, является членом октета в SU_3 .

Первое и последнее предположения являются независимыми. При использовании более частных допущений можно, однако, наметить пути их взаимной связи (см. ниже).

Компоненты октета, несущие странность, имеют квантовые числа K -мезонов. Поскольку для K -мезонов $|S| = 1$ и $I = 1/2$, мы автоматически приходим к наблюдаемым правилам отбора (13) и (14). Припомним дополнительно, что для K^\pm -мезонов $Q = \pm 1$, $S = \pm 1$, т. е. $Q = S$.

Таким образом, предположения а) и в) весьма успешно описывают имеющуюся ситуацию с правилами отбора.

Далее, сравнение с экспериментом показывает, что значение угла $\theta \approx 0,24$ удивительно хорошо описывает всю имеющуюся совокупность данных по лептонным распадам странных частиц. Тем самым подтверждается правильность выбора слабого тока в форме (15) и разрешается давно мучившая физиков проблема подавленности лептонных распадов странных частиц. Теперь для этих распадов $G_{эфф} = G \sin \theta \approx 0,25 G$, где G — обычная константа слабых взаимодействий. На этом же пути, по-видимому, будет снята трудность с расхождением значений векторных констант слабых взаимо-

*) Это обстоятельство естественно объясняется тем, что SU_3 является подгруппой SU_6 .

действий, получаемых из β -распада и распада μ -мезона. При учете (15) эффективная векторная константа β -распада есть $G \cos \theta \approx 0,97 G$, т. е. несколько уменьшается в качестве первого согласия с данными по β -распаду.

Предположения а) и в), кроме того, устанавливают определенные соотношения между амплитудами лептонных и нелептонных распадов барионов октета. Имеющиеся данные по лептонным распадам пока недостаточно полны для всесторонней проверки получающихся соотношений, но, безусловно, такая проверка будет проведена в самом ближайшем будущем.

Из соотношений для нелептонных распадов упомянем следующее:

$$(\Lambda | p\pi^-) + 2(\Xi^- | \Lambda\pi^-) = \sqrt{3}(\Sigma^+ | p\pi^0). \quad (16)$$

Нетрудно видеть, что лагранжиан, соответствующий нелептонным распадам с изменением странности, может быть линейной комбинацией членов октета, преобразующихся как K_1^0 - и K_2^0 -мезоны (единственные нейтральные компоненты, нарушающие странность). В зависимости от выбора ($\mathcal{L}_{сд} \sim K_2^0$ или $\mathcal{L}_{сд} \sim K_1^0$), соотношение (16) справедливо для S - или P -волновой части фигурирующих в нем амплитуд, а в общем случае — для их смеси. В настоящий момент соотношение (16) проверено для полных амплитуд и в пределах ошибок согласуется с экспериментальными данными.

Выбор $\mathcal{L}_{сд} \sim K_2^0$ интересен еще и тем, что при этом оказывается запрещенным распад $K_1^0 \rightarrow 2\pi$ (с точностью до выполнения SU_3 -инвариантности в сильных взаимодействиях), тогда как распад $K^- \rightarrow 2\pi$ разрешен. Отсюда возникает возможность устранения трудности теоретического истолкования отношения вероятностей этих распадов, которое раньше получалось чрезмерно большим.

Разобранные примеры призваны проиллюстрировать, как использование свойств симметрии слабых взаимодействий позволило с единой точки зрения описать большую совокупность фактов и внести ясность в целый ряд запутанных проблем. Изучение свойств симметрии слабых взаимодействий будет, несомненно, продолжаться усиленными темпами. Имея в виду эту перспективу, необходимо сделать два замечания.

Во-первых, все проведенное рассмотрение игнорировало существование нарушения SU_3 -симметрии в сильных взаимодействиях, которое должно определенным образом сказаться и на слабых процессах. В дальнейшем необходим тщательный анализ этих нарушений. Исследования в этом направлении уже начаты.

Во-вторых, свойства симметрии слабых взаимодействий сколько-нибудь полно пока рассмотрены только с точки зрения SU_3 -группы. Расширение группы необходимо повлечет за собой соответствующий пересмотр свойств симметрии слабых взаимодействий и может вскрыть новые интересные возможности.

Мы уже отмечали, что установление свойств симметрии взаимодействий есть лишь первый шаг на пути разработки адекватной им динамической теории. Работы по динамическому обоснованию симметрии уже ведутся, но успехи их пока невелики. Мы еще не знаем, какие динамические закономерности лежат в основе появления в сильных взаимодействиях SU_3 - или SU_6 -симметрий и каков механизм нарушения этих симметрий. Не знаем мы, почему лагранжиан слабых взаимодействий $\mathcal{L}_{сд}$ принадлежит октету SU_3 . В широко распространенном варианте теории слабых взаимодействий, где $\mathcal{L}_{сд} \sim J_{\mu}^+ J_{\mu}^-$ (так называемая «ток-ток-гипотеза») и J_{μ}^- преобразуется как 8, $\mathcal{L}_{сд}$ мог бы иметь в равной мере трансформационные свойства супермультиплетов 10 и 27.

В проблеме динамического обоснования симметрий известны надежды связывают с решением самосогласованной системы интегральных уравнений. Предполагается, что механизм самосогласования (так называемый бутстрэп-механизм, или механизм шнуровки) автоматически отбирает нужный вариант симметрии, но это предположение не обосновано достаточно убедительно. Для слабых взаимодействий выдвинута идея динамического усиления октета, которая могла бы оправдать пункт в) перечисленных выше предположений. Но и эта идея не разработана математически во всех деталях.

Некоторые предложения обоснования трансформационных свойств $\mathcal{L}_{сд}$ связаны со свойствами промежуточного бозона в слабых взаимодействиях (об этом см. ниже).

Задача динамического обоснования симметрии, безусловно, одна из наиболее важных задач, выдвинутых развитием физики элементарных частиц, и, несомненно, ее решению будут посвящены усилия большого числа теоретиков всех стран.

§ 3. ДИНАМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ

а) Сильные взаимодействия и некоторые общие проблемы теории. Из сказанного в § 1 следует, что теория должна полностью описывать взаимодействия между частицами. Это означает, что она должна в принципе объяснить любые количественные закономерности процессов, происходящих с

элементарными частицами. Основная экспериментальная информация о процессах, происходящих с элементарными частицами, получается в виде дифференциальных сечений, описывающих результат столкновения двух частиц. Сечения же, согласно общим принципам квантовой механики, выражаются через матричные элементы матрицы рассеяния (S -матрицы). Таким образом, матрица рассеяния является центральным звеном, связывающим теорию и эксперимент. Экспериментаторы получают информацию о матричных элементах S -матрицы, а теоретики пытаются сформулировать теорию, уравнения которой могли бы дать эти матричные элементы. Сопоставление теории с экспериментом должно дать ответ о правильности основных аксиом, положенных в основу теории. Иначе говоря, главная задача физики элементарных частиц в конечном счете заключается в нахождении аксиом, исходя из которых только на основе логики и математики можно ответить на все вопросы § 1.

Существует направление исследований, в котором с самого начала формулируются аксиомы, представляющие собой естественное обобщение квантовой механики и теории относительности. К сожалению, аксиоматическая квантовая теория поля развивается очень медленно. Этот подход связан с развитием абстрактного, сложного математического аппарата и требует математически строгих доказательств. Авторам очень редко удается связать исходные аксиомы со свойствами матричных элементов S -матрицы. Особое значение приобрело в этой связи исследование аналитических свойств S -матрицы как функции релятивистски инвариантных комбинаций 4-импульсов частиц, участвующих в реакции. Эти исследования привели к доказательству дисперсионных соотношений — интегральных соотношений, связывающих матричные элементы S -матрицы.

Наиболее строгим аксиоматическим подходом является подход Уайтмана и его последователей. Основным понятием в этом подходе является квантованное гейзенберговское поле, а основой рабочего аппарата — средние по вакууму от произведений операторов поля. Самым слабым местом этого подхода является не только практически полное отсутствие экспериментально наблюдаемых следствий, но и отсутствие модельного примера, удовлетворяющего всем постулатам и приводящего к нетривиальной S -матрице. В последнее время наметился прогресс в определении S -матрицы и доказательстве дисперсионных соотношений в этом подходе.

Параллельно с направлением Уайтмана развивается другое направление, в котором основным понятием является S -матрица. Основные постулаты в S -матричном подходе частично аналогичны аксиомам Уайтмана. Особенно существен среди них принцип локальности, обеспечивающий микропричинность теории. Важную роль в развитии S -матричного подхода сыграли работы Н. Н. Боголюбова и его сотрудников. Именно в этом подходе Н. Н. Боголюбову в 1956 г. удалось доказать дисперсионные соотношения. Экспериментальная проверка дисперсионных соотношений пока была проведена лишь для рассеяния π -мезонов на нуклонах до энергий ~ 15 Гэв и с весьма ограниченной точностью для фоторождения π -мезонов на нуклонах при малой энергии. Дальнейшая проверка дисперсионных соотношений представляет собой одну из самых актуальных задач экспериментальных исследований, поскольку они являются пока уникальным средством проверки основных постулатов теории и, в частности, принципа локальности.

Исследование свойств аналитичности привело еще к одной возможности экспериментальной проверки основных аксиом. Речь идет о соотношениях между сечениями некоторых реакций при асимптотически больших энергиях. Первое соотношение такого рода — равенство полных сечений взаимодействия частиц и античастиц с произвольной частицей-мишенью — было получено И. Я. Померанчуком.

В последние годы появился ряд работ, посвященных более строгому доказательству и уточнению формулировки этого соотношения. Было выяснено, что соотношение Померанчука является частным случаем целой группы соотношений, подлежащих экспериментальной проверке. На основе единого подхода были получены соотношения между дифференциальными сечениями перекрестных процессов рассеяния, фоторождения, между поляризационными характеристиками, соотношения для сечений процессов с рождением частиц и для форм-факторов.

Недостатком указанной возможности проверки аксиом является отсутствие определения, какую область энергий можно считать асимптотической. В области энергий, достигнутых на ускорителях, полученные соотношения не согласуются с экспериментом, однако, по-видимому, можно говорить о четко намеченной тенденции к улучшению согласия при увеличении энергии. Для более уверенных заключений необходима дальнейшая работа по экспериментальной проверке асимптотических соотношений.

Успех дисперсионных соотношений вызвал к жизни надежды, высказанные Гейзенбергом еще в 1941 г., согласно которым S -матрица должна являться основой рабочего аппарата квантовой теории поля. Основные уравнения теории согласно этому подходу должны содержать только матричные элементы S -матрицы. Исследование аналитических свойств S -матрицы в настоящее время, несомненно, занимает центральное место в попытках построения динамической теории элементарных частиц.

Если бы удалось найти простые интегральные соотношения (типа дисперсионных) для матричных элементов S -матрицы с участием произвольного числа частиц, то можно было бы надеяться, что этих соотношений и условий унитарности S -матрицы будет достаточно для полного определения теории.

Поскольку доказательства аналитических свойств амплитуд даже в довольно простых случаях встретили почти непреодолимые трудности, многие теоретики пошли по пути постулирования аналитических свойств матричных элементов, не обсуждая связи этих свойств с фундаментальными аксиомами. Особое внимание ряда теоретиков привлекал так называемый «принцип максимальной аналитичности». Однако конкретные исследования даже простейших случаев показали, что аналитическая природа матричных элементов гораздо сложнее.

В связи с существующей пока ограниченностью возможностей общих подходов большое внимание привлекают попытки построения теории некоторых явлений физики высоких энергий на основе гипотез частного порядка (таких, как постулирование аналитических свойств отдельных матричных элементов, предположения о преобладании определенного класса диаграмм теории возмущений для некоторых процессов, резонансное или полюсное приближение, разложение S -матрицы в ряд в окрестности особенностей).

Эти работы позволяют объединить отдельные экспериментальные данные на базе общего толкования, установить довольно неожиданные связи между различными процессами, выразить группу величин через небольшое число констант.

Так, например, оказалось возможным через константу πN -взаимодействия связать целый ряд процессов сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий.

Подобного рода успехи ориентируют эксперимент и подготавливают почву для будущей теории, отделяя в экспериментальных результатах легко интерпретируемые закономерности от явлений, которые еще предстоит объяснить этой теорией.

Особые надежды среди работ этого направления вызывал подход, основанный на методе комплексных угловых моментов (Редже). Сейчас выяснилось, что роль этого метода была сильно преувеличена. Эксперименты не подтвердили гипотезу об исключительной роли полюсов Редже в формировании асимптотического поведения сечений процессов. Теоретически также была показана несостоятельность надежд на отсутствие точек ветвления в комплексной l -плоскости.

Гипотеза о реджевском поведении сечений при асимптотических больших энергиях вызвала тщательные экспериментальные исследования, в результате которых получены весьма точные данные по упругому рассеянию (p, p) , (π^\pm, p) , $(K^\pm p)$ и (p, p) в области высоких энергий и особенно при малых углах. Однако теперь у нас нет теоретической основы для их обсуждения. Эта ситуация является характерной для физики сильных взаимодействий: происходит интенсивное накопление сведений об энергетических и угловых зависимостях матричных элементов S -матрицы, причем весьма трудоемкие измерения стимулируются шаткими теоретическими построениями и результаты экспериментов, как правило, плохо согласуются с этими построениями. Все это отнюдь не означает, что теоретики дезориентируют экспериментаторов, ибо полученная экспериментальная информация оказывается необходимой при проверке не только того построения, которое стимулировало этот эксперимент, но и многих последующих теорий. Примером этому утверждению являются экспериментальные данные по πN -рассеянию и фоторождению π -мезонов в области малых энергий, служившие пробным камнем для многих попыток построения теории сильных взаимодействий. Трудно рассчитывать на построение количественной теории, не имея для ее проверки надежно измеренных количественных характеристик. В то же время при отсутствии запросов динамической теории количественные измерения выглядят беспредметно и не воодушевляют экспериментаторов. Теоретические построения помимо стимулирования эксперимента часто приводят и к обнаружению закономерностей, имеющих непреходящее значение. Экспериментальные исследования количественных характеристик взаимодействий элементарных частиц занимают большое место в физике высоких энергий. Значительные усилия были затрачены на восстановление амплитуды упругого нуклон-нуклонного рассеяния по экспериментальным данным. К настоящему времени достигнут определенный успех в проведении полного опыта по упругому pp -рассеянию при энергиях до 660 Мэв . Аналогичные исследования np -рассеяния наталкиваются на большие экспериментальные трудности. При проведении фазового анализа рассеяния нуклон-нуклон состояния с высокими орбитальными моментами описываются одномезонной диаграммой Фейнмана. При этом константа связи (когда ее берут в качестве свободного параметра) оказывается близкой к величине, полученной на основе дисперсионных соотношений из данных по πN -рассеянию и фоторождению π -мезонов вблизи порога. Одномезонный (или, более общо, одночастичный) обмен в реакциях с элементарными частицами получил широкое распространение и в анализе других реакций. Модель однополюсного обмена основана на том, что π -мезон — легчайшая среди сильно взаимодействующих частиц и поэтому обеспечивает наибольший

радиус взаимодействия. На основе этой модели столкновения частиц при высоких энергиях разбиваются на периферические и центральные. Периферические обусловлены силами взаимодействия наибольшего радиуса, т. е. одномезонным обменом. Одномезонный обмен, естественно, играет разную роль при столкновении разных частиц, что находит отражение в экспериментально наблюдаемых закономерностях. Резкая выделенность одномезонного обмена даже при больших передаваемых импульсах вызывает удивление. Однако недавно наметилось понимание такой выделенной роли одномезонного обмена, и на этой основе анализируется большинство экспериментальных данных при сверхвысоких энергиях. Неупругие взаимодействия частиц при энергиях 10^{11} — 10^{12} эв удачно интерпретируются в терминах двухцентровой модели генерации частиц (так называемые фэйрболы — огненные шары). Закономерности возникновения этих явлений пока мало изучены. Фэйрболы возникают при энергиях в несколько сотен $Gэв$ примерно в половине случаев столкновений. Механизм двойных фэйрболов особенно отчетливо проявляется при энергиях выше $10\,000\ Gэв$. Эти явления относятся к физике космических лучей, где статистика очень бедна.

Большинство же количественных характеристик (главным образом дифференциальных сечений), получаемых в эксперименте, пока только ждет теоретической интерпретации, и сейчас трудно сказать, какие из этих характеристик окажутся особенно полезными для проверок будущей теории. Можно лишь утверждать, что вероятнее всего наибольшее значение будут иметь исследования предельных случаев: предельно малых, $q^2 \ll m^2$, и предельно больших, $q^2 \gg m^2$, энергий (где q — импульсы, а m — массы частиц, участвующих в реакции...), окрестностей резонансов и порогов, углов, близких к 0° , 90° и 180° .

Большой прогресс в получении полной информации об амплитудах фундаментальных процессов ожидается в связи с началом применений поляризованной водородной мишени.

б) Электромагнитные взаимодействия. Подходы, опирающиеся на теорию возмущений и модельные соображения, основанные на резонансном или полюсном приближении, приобрели особенное значение в физике электромагнитных взаимодействий. Физика электромагнитных взаимодействий замечательно прежде всего тем, что здесь для целого класса явлений существует теория — квантовая электродинамика, позволяющая с удивительной точностью рассчитывать количественные характеристики. Электродинамика служит прообразом, примером теории поля. Электромагнитные взаимодействия тяжелых частиц в области малых энергий, а в некоторых специальных случаях и в области больших энергий (например, взаимодействия электронов с протонами), обладают относительной простотой и в ряде случаев допускают простую наглядную интерпретацию.

Когда существует теория с ограниченной областью применимости, наибольший интерес вызывает граница этой области. Граница справедливости существующей теории электронно-фотонных и особенно μ -мезонно-фотонных взаимодействий вызывает особый интерес. У квантовой электродинамики имеется «естественная» граница применимости, когда на малых расстояниях (или при больших передаваемых импульсах) существенную роль в электромагнитных явлениях начнет играть π -мезонный вакуум (виртуальное электромагнитное рождение пар π -мезонов). Следовательно, в этой области перед нами во весь рост встанет опять проблема сильных взаимодействий. Оценки на основе резонансного приближения показывают, что сильные взаимодействия могут играть существенную роль, начиная с расстояний 10^{-15} — 10^{-16} см.

Проблема границы области применимости электродинамики μ -мезона стоит особенно остро: все сделанные эксперименты пока не обнаружили различия в характере электромагнитных взаимодействий μ -мезонов и электронов. Проблема происхождения большой массы μ -мезона по-прежнему представляет собой одну из интереснейших загадок, если принять гипотезу о полевом происхождении масс частиц. Можно было бы ожидать, что μ -мезон отличается от электрона взаимодействием с другими полями. Последнее должно было бы приводить к наличию у него специфического аномального магнитного момента и к другим проявлениям существования «электромагнитной структуры».

Опыты по проверке электродинамики на малых расстояниях (опыты по $e\mu$ и $\mu\mu$ -рассеянию, измерение гиромагнитного отношения μ -мезона, эксперимент по образованию e -пар и μ -пар под большими углами) продвинули границу исследований до 10^{-14} см. Пока никаких отклонений от электродинамики вплоть до этих масштабов длин обнаружено не было.

В физике электромагнитных взаимодействий начался новый важный этап, связанный с увеличением максимальной достигнутой в лабораторных условиях энергии фотонов и электронов до $6\ Gэв$, т. е. в пять раз больше по сравнению с имевшейся в распоряжении экспериментаторов до 1963 г.

К 1966 г. ожидается увеличение верхней границы энергии до $20\ Gэв$, в связи с предполагаемым пуском большого линейного ускорителя в Калифорнии. Начало освоения нового диапазона энергий, помимо отмеченных выше опытов по проверке

квантовой электродинамики, принесло ряд важных результатов по $e\bar{p}$ -рассеянию и фоторождению мезонов. Среди этих результатов необходимо отметить:

а) получение данных о форм-факторах нуклонов до значений квадратов передаваемого 4-импульса до $q^2 = 175 \cdot 10^{21}$ см⁻²; оказалось, что форм-факторы спадают с ростом q как $1/q^2$, этот результат иногда интерпретируют как указание на отсутствие «твердой сердцевины нуклона»;

б) удивительное соотношение сечений реакций

$$\gamma + p \rightarrow \begin{cases} \pi^+ + n, & (1) \\ \pi^0 + n, & (2) \\ \eta + n & (3) \end{cases}$$

при энергиях в районе $3 \text{ Гэв} - d\sigma^{(1)} : d\sigma^{(2)} : d\sigma^{(3)} \approx 1 : 10 : 100$;

в) группу предварительных данных о сечении фоторождения мезонов, резонансов и странных частиц в жидководородной пузырьковой камере.

В области энергий электронов и фотонов до 1 Гэв продолжался количественный эксперимент. Эксперименты по $e\bar{p}$ -рассеянию обнаружили интересную закономерность в соотношении магнитного G_{Mp} , электрического G_{Ep} форм-факторов нуклонов: $G_{Mp} = \mu_p G_{Ep}$, где μ_p — магнитный момент протона. Этому соотношению не противоречат все имеющиеся данные вплоть до самых больших энергий.

Резонансное приближение в применении к процессам электрон-нуклонного рассеяния и процессам фоторождения дает в принципе возможность определять характеристики нестабильных частиц (в особенности константы взаимодействия) и даже предсказывать существование новых частиц и резонансов. Так, например, из анализа нуклонных форм-факторов на основе резонансной модели были предсказаны ρ -мезоны. Однако все существующие попытки такого рода пока следует рассматривать как предварительные. Резонансные модели форм-факторов, интенсивно обсуждавшиеся в предыдущие годы, оказались противоречащими новым данным о форм-факторах при больших энергиях и соотношению $G_E = G_M$ при $q^2 = -4M^2$. Экспериментальная информация о форм-факторах в этой области получается из данных

по реакциям $\bar{p} + p \rightarrow \begin{cases} e^- + e^+, \\ \mu^- + \mu^+ \end{cases}$. Пока имеются только предварительные экспериментальные данные об этих реакциях, позволяющие утверждать только, что в области отрицательных значений квадратов передаваемых импульсов форм-факторы много меньше единицы. Сравнение форм-факторов при больших положительных и больших отрицательных значениях имеет принципиальное значение, так как оно, согласно недавним теоретическим работам, может служить проверкой общих положений квантовой теории поля.

Применение резонансных моделей к фоторождению мезонов также носит предварительный характер; в частности, определение важной для физики электромагнитных взаимодействий характеристики $\gamma - 3\pi$ -взаимодействия по околопороговому фоторождению π -мезонов, рассеянию пионов с испусканием фотонов, периферическому рождению ρ -мезонов, рождению ρ^0 -мезонов π^- -мезонами в кулоновском поле противоречат друг другу.

Исследование электромагнитных взаимодействий нейтрона проводится главным образом на основе изучения электромагнитных взаимодействий малонуклонных систем (d , He^3 , H^3). Однако уровень теоретической интерпретации взаимодействий связанных нуклонов в терминах свойств свободных нуклонов сейчас уже не соответствует уровню экспериментальных точностей.

Среди других работ по физике электромагнитных взаимодействий следует отметить установление нового верхнего предела для электрического дипольного момента электрона $d/e < 3,5 \cdot 10^{-16}$ см, где e — заряд электрона. Этот эксперимент является проверкой инвариантности по отношению к обращению времени, и дальнейшее снижение верхнего предела для d представляет большой интерес.

в) Слабые взаимодействия. Одним из центральных вопросов в динамике слабых взаимодействий является вопрос о том, какой лагранжиан является для них первичным: четырехфермионный или трехполевой, в котором слабый ток взаимодействует с промежуточным (векторным) бозоном W (так называемое полуслабое взаимодействие, $\mathcal{L}_{н.сл} = gJ_\mu W_\mu$). В последнее время решение этого вопроса как будто бы склонялось в пользу варианта с промежуточным мезоном (имелись предварительные указания из нейтринных экспериментов о прямом рождении W на ядрах под воздействием нейтринного пучка). Эти указания, однако, не подтвердились в работах, доложенных на конференции. Нижняя граница массы W сейчас поднята до $1,8 \text{ Гэв}$.

Существование промежуточного мезона остается проблемой для будущих исследований. Предстоят трудные поиски этой частицы в нейтринных экспериментах. Если же масса m_W окажется очень большой, более целесообразным станет исследование процессов электромагнитного (парного) рождения W или поиски проявлений

его существования в сильных взаимодействиях, например по возникновению резонанса в реакции аннигиляции

$$n + p \rightarrow W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

или появлению лептонов в процессе

$$p + p \rightarrow d + W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu.$$

Из сказанного ясно, что если W -мезон на самом деле существует, он является довольно тяжелым. В этом случае возникает серьезная трудность с объяснением происхождения его большой массы. Обычно приписываемое W -мезону полуслабое взаимодействие, казалось бы, не может дать большой полевой массы, если отвлечься от его перенормируемости и возможного вклада высших порядков теории возмущений. В связи с отмеченной трудностью появились идеи о наделении W -мезона сильными взаимодействиями. Чтобы сохранить при этом роль W -мезона в слабых взаимодействиях, было предположено, что он обладает квантовым числом C , которое нарушается слабыми взаимодействиями. (Простейший вариант: W -мезон — триплет в группе SU_3 .) В разбиваемой схеме W -мезон может сильно взаимодействовать парами с нуклонами:

$$\mathcal{L} \sim \bar{N}N\bar{W}W.$$

Одинокое же взаимодействие со слабым током типа $J_\mu W_\mu$ нарушает C и поэтому заметно ослаблено. Если эта гипотеза верна, с большим сечением должен идти процесс рождения пары W -мезонов при аннигиляции нуклонов:

$$N + \bar{N} \rightarrow W + \bar{W}.$$

Приписывание W -мезону определенных трансформационных свойств по группе SU_3 , независимо от существования или несуществования у него сильного взаимодействия, может иметь известное отношение к решению вопроса о том, почему $\mathcal{L}_{\text{сд}} \in 8$. Если $J_\mu \in 8$ и $W_\mu \in 3$, то произведение $gJ_\mu W_\mu = \mathcal{L}_{\text{п.сд}}$ может преобразоваться как 3. Если мы постулируем, что $\mathcal{L}_{\text{п.сд}}$ всегда преобразуется как 3, то $\mathcal{L}_{\text{сд}} = \mathcal{L}_{\text{п.сд}} \mathcal{L}_{\text{н.сд}}^+$ автоматически принадлежит октету SU_3 . Этим вносится известная ясность в происхождение трансформационных свойств $\mathcal{L}_{\text{сд}}$ и устанавливается их возможная связь со свойствами тока J_μ .

Предположение, что $W \in 3$, вводит в рассмотрение нейтральные слабые токи сильно взаимодействующих частиц. Между тем существование этих токов до-прежнему является нерешенной проблемой. Наоборот, в случае лептонных токов имеющиеся данные определенно свидетельствуют против наличия у них нейтральной компоненты, что порождает некоторые сомнения и относительно существования нейтральных токов сильно взаимодействующих частиц. Идея динамического усиления октета в $\mathcal{L}_{\text{сд}}$, упоминавшаяся в § 2, не требует привлечения нейтральных токов сильно взаимодействующих частиц. В связи с этим возникает некоторая разница в предсказаниях, вытекающих из последнего варианта теории и из варианта, использующего идею W -триплет в группе SU_3 , которую мы сейчас рассмотрим.

Вариант теории с W -мезоном автоматически приводит к структуре $\mathcal{L}_{\text{сд}}$ типа «ток \times ток» ($J_\mu J_\mu^+$). С другой стороны, такой вид лагранжиана взаимодействия с участием только заряженных слабых токов может быть постулирован независимо, как это часто делают, и дополнен идеей о динамическом усилении октета. Лагранжиан типа $J_\mu J_\mu^+$, когда оба тока относятся к сильно взаимодействующим частицам, приводит к появлению вклада слабых взаимодействий в межнуклонные потенциалы. Группа советских авторов доложила на конференции об обнаружении такого эффекта. Наблюдая распад Cd^{114*} , возникающего от захвата поляризованных нейтронов в Cd^{113} , $n + \text{Cd}^{113} \rightarrow \text{Cd}^{114*} \rightarrow \text{Cd}^{114} + \gamma$, им удалось обнаружить асимметрию в вылете γ -квантов по отношению к направлению спина нейтрона. Величина асимметрии оказалась в хорошем соответствии с тем значением, которое можно было бы ожидать на основании вклада $\mathcal{L}_{\text{сд}}$ в сильные взаимодействия. Проявление вклада $\mathcal{L}_{\text{сд}}$ в ядерных эффектах было зафиксировано также группой ученых Калифорнийского технологического института, обнаруживших циркулярную поляризацию γ -квантов в цепочке

$$\text{Hf}^{181} \rightarrow \text{Ta}^{181*} + e^- + \nu_\mu, \\ \downarrow \\ \text{Ta}^{181} + \gamma.$$

Указанные факты, безусловно, говорят в пользу структуры лагранжиана слабых взаимодействий типа «ток \times ток».

Упомянутое выше отличие предсказаний теории с W -мезоном и теории, основанной на идее о динамическом усилении октета, относится именно к слабым процессам с сильно взаимодействующими частицами. Теория с нейтральными токами предсказывает примерно равный вклад в слабые процессы переходов с $\Delta I = 0$ и $\Delta I = 1$, тогда как идея о динамическом усилении октета для произведения заряженных токов ведет к доминированию переходов с $\Delta I = 0$. Проверка этих предсказаний возможна в различных ядерных реакциях (скажем, в реакциях, идущих через четностный запрет, или в реакциях с появлением асимметрий типа обсужденных выше). Выяснение того, какой из вариантов теории реализуется в действительности, будет иметь важное значение для динамики слабых взаимодействий.

Гипотеза «ток \times ток» среди других следствий предсказывает также появление прямых взаимодействий лептонов ($\bar{\nu}_\mu \nu_\mu$) ($\bar{\nu}_\mu \mu$) и ($\bar{\nu}_e e$) ($\bar{\nu}_e e$). Эти взаимодействия до сих пор не были обнаружены. В настоящий момент обсуждаются различные предложения экспериментов по обнаружению эффектов этих взаимодействий с помощью реакторов, при исследовании космических лучей и на ускорителях. Обнаружение этих процессов внесло бы известную стройность в динамическую картину слабых взаимодействий.

Если перейти к более детальной картине слабых взаимодействий, то последние данные (в том числе доложенные на конференции) полностью подтверждают существование двух типов нейтрино; точность сохранения μ -мезонного лептонного числа устанавливается на уровне $10^{-3} - 10^{-4}$ из запрета $\mu \rightarrow e + \gamma$ и на уровне 10^{-2} из прямых нейтринных экспериментов на ускорителях. Вся имеющаяся совокупность данных подтверждает $V - A$ -вариант теории слабых взаимодействий, как ее основополагающий вариант (последние данные относятся к $K_{\mu 3}$ -распаду и β -распаду Δ -гиперона).

Имеются первые успехи на пути изучения форм-факторов различных процессов при $q \neq 0$. В частности, нейтринные эксперименты указывают, что аксиально-векторный форм-фактор $F_A(q^2) < 1$ и что в хорошем приближении $F_A(q^2) = F_V(q^2)$. Значения последнего неплохо согласуются со значениями, взятыми из электромагнитных измерений, в полном соответствии с гипотезой о сохраняющемся векторном токе. Наиболее точные тесты этой гипотезы также дали положительный результат.

Новые данные по захвату μ -мезонов в водороде и ядрах в основном согласуются с идеей универсальности *) для процессов, сохраняющих странность. Некоторое беспокойство, правда, оставляют результаты по асимметрии вылета нейтронов при захвате μ^- в тяжелых ядрах. Она оказывается заметно больше ожидаемой, что может свидетельствовать либо о специфике динамики данного процесса, либо указывать на более принципиальные моменты, возможно, связанные с нарушением CP -инвариантности.

Важно подчеркнуть, что во всех изученных процессах слабых взаимодействий не замечено никакой разницы в поведении μ -мезона и электрона, если не считать того, что каждый из них сопровождается своим типом нейтрино и что возникают кинематические эффекты, связанные с различием масс. Это усугубляет загадку происхождения массы μ -мезона, отмеченную в разделе об электромагнитных взаимодействиях, и превращает ее в одну из самых остро стоящих проблем физики элементарных частиц.

В заключение укажем, что с чисто теоретической точки зрения в слабых взаимодействиях возникает серьезная проблема оправдания вычислений, проводимых обычно в первом порядке теории возмущений, поскольку на самом деле мы имеем дело с сильно расходящейся теорией. Эта проблема имеет и практический аспект, так как в ряде случаев важно получить оценку вклада высших приближений. Предложены некоторые рецепты для суммирования вклада старших порядков, которые, однако, нуждаются в дальнейшем обосновании. Развитие динамического аппарата теории слабых взаимодействий в этом направлении фактически только начато и, несомненно, будет продолжено и расширено в ближайшие годы.

В этой статье мы обсуждали главным образом лишь исследования, «лежащие в основном русле». Следует, однако, помнить часто высказываемое мнение, что новая теория может возникнуть лишь в результате революционных изменений основных принципов, иначе говоря, может случиться, что теория будет сформулирована на базе идей типа квантования пространства-времени, нарушения причинности в малых масштабах или введения нелинейных лагранжианов. К сожалению, реальный успех этих идей в применении к конкретным проблемам физики элементарных частиц пока невелик. Поэтому рассмотрение их не вошло в настоящий обзор, хотя они и вызывают значительный интерес.

Для обсуждения мы отобрали те направления исследований, которые сейчас представляются основными с точки зрения возможностей получения ответов на вопросы, сформулированные в § 1. Не исключено, что некоторые из этих вопросов окажутся некорректно поставленными, а некоторые из обсуждаемых направлений мало результативными: оценка значения только что полученного научного результата

*) Как мы видели, с небольшой поправкой на замену G на $G \cos \theta$ для процессов с участием сильно взаимодействующих частиц.

почти всегда неосновательна. Тем не менее, попытаться выделить основные направления и главные результаты необходимо хотя бы для того, чтобы ориентироваться в том мощном потоке информации, который в физике элементарных частиц продолжает расширяться. Попытки заглянуть в будущее физики элементарных частиц особенно существенны еще и потому, что получение здесь качественно новой экспериментальной информации требует создания гигантских ускорителей, сооружаемых в течение многих лет. Стоимость этих сооружений часто составляет заметную долю государственных бюджетов. Развитие физики последних лет показало также, что эффективное использование современного ускорителя возможно только при условии создания вместе с ним сложнейшей регистрирующей аппаратуры, оборудованной электронно-вычислительными машинами. Стоимость такого комплекса оказывается примерно равной стоимости самого ускорителя.

Даже в тех случаях, когда имеются эти необходимые условия (ускоритель, дающий чистые пучки частиц, и экспериментальное оборудование, позволяющее регистрировать акты взаимодействия частиц), между постановкой задачи и получением экспериментального результата часто проходит годы, затрачиваемые на приспособление оборудования к конкретной задаче, набор статистики, контрольные опыты и обработку данных эксперимента.

На преодоление огромных финансовых, организационных и технических трудностей крупнейшие физики мира тратят многие годы жизни. И эти усилия не пропадают даром. Шаг за шагом происходит проникновение в самые фундаментальные, трудно познаваемые законы природы, а это, несомненно, одна из самых высоких целей, которые может поставить перед собой ученый.

А. М. Балдин, А. А. Комар