

10. Нуклонные резонансы

В 50-х годах XX века физики научились получать пучки пионов и направляли их на водородные и ядерные мишени. При этом при определенных энергиях налетающих частиц наблюдались яркие резонансные максимумы. На рис. 10.1 приведены характерные зависимости полных сечений взаимодействий π^+ - и π^- -мезонов с протонами, в которых ярко проявились резонансные пики.

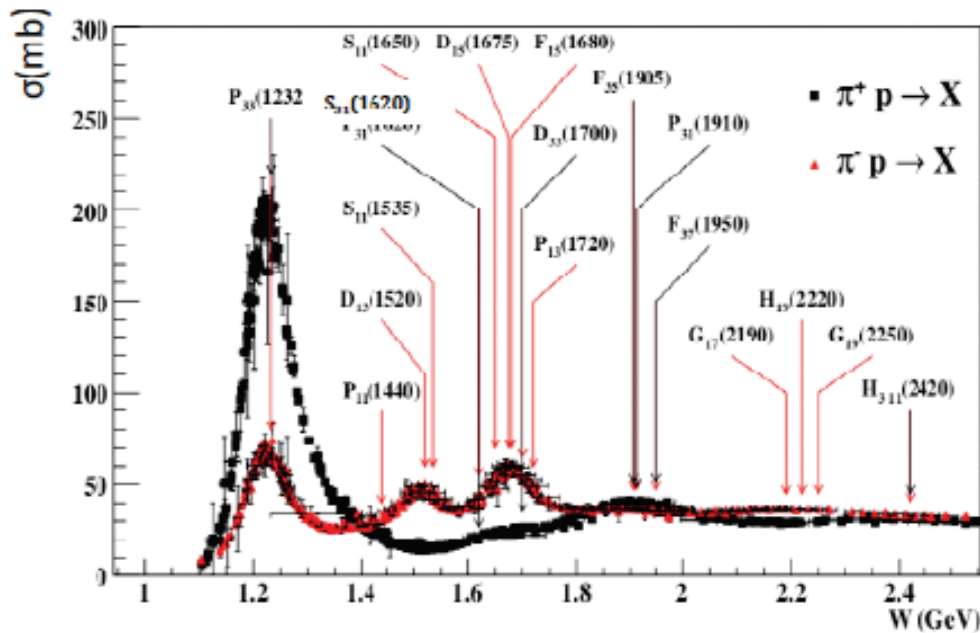


Рис. 10.1. Зависимость полных сечений реакций π - p от энергии в системе центра масс пион-протон.

Масса резонансной частицы m определяется из релятивистского инварианта

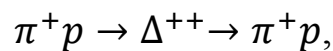
$$mc^2 = (E^2 - c^2p^2)^{\frac{1}{2}},$$

где E и p суммарная энергия и суммарный импульс π -мезона и нуклона. Время жизни резонанса определяется по ширине его распада Γ с использованием соотношения неопределенностей $\Gamma \cdot \tau = \hbar$. Характерное время жизни резонанса 10^{-22} – 10^{-24} секунды, поэтому обычно не наблюдают треков от резонанса, фиксируются только продукты его распада. Максимумы в сечении πN рассеяния интерпретируются как появление нестабильной частицы — резонанса с определёнными квантовыми характеристиками массой, зарядом спином, изоспином и др.

Нуклонные резонансы можно рассматривать как возбужденные состояния протона и нейтрона. Обратим внимание на самый низкий по

энергии максимум, наиболее выраженный в рассеянии положительных пионов на протоне (рис. 10.1). Данный максимум возникает при кинетической энергии пиона = 190 МэВ и соответствует состоянию нуклона с энергией возбуждения = 300 МэВ и спином $J = \frac{3}{2}$. Масса этого резонанса = $1232 \text{ МэВ}/c^2$, ширина $\Gamma = 120 \text{ МэВ}$, изоспин $I = \frac{3}{2}$, поэтому он существует в четырех (изоквартет) заряженных состояниях $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$. Нуклонные резонансы с изоспином $\frac{3}{2}$ имеют общее название Δ -резонансов. Нуклонные резонансы с изоспином $\frac{1}{2}$ часто обозначают как N^* . Наличие нуклонных резонансов — это свидетельство их сложной структуры. Низколежащие нуклонные резонансы в основном распадаются по каналу (n или p) + π .

Большинство резонансов были открыты в упругом пион-нуклонном рассеянии. Рассмотрим пример Δ^{++} резонанса. Реакция, в которой возбуждается Δ^{++} резонанс, следующая:



в которой мы видим яркий максимум при энергии пиона и протона в системе центра масс равной 1232 МэВ, импульс в системе центра масс равен $229 \text{ МэВ}/c$.

Каким образом можно определить такую важную характеристику резонанса как спин? Ответ заключается в измерении углового распределения конечного π^+ мезона или нуклона в системе центра масс. Такое распределение очень чувствительно к спину резонанса. В случае Δ -резонанса угловое распределение хорошо описывается зависимостью $A + B \cos^2 \theta$, где θ - угол в системе центра масс пион-нуклон. Такое поведение свидетельствует, что спин Δ -резонанса равен $3/2$. Определим орбитальный момент в системе пион-нуклон. В распаде $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p$ запишем закон сохранения момента импульса, учитывая, что пион – бесспиновая частица

$$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \vec{l} \quad \text{отсюда } \vec{l} = 1,2$$

учитывая положительную четность Δ -резонанса имеем

$$(-1)^{l+1} = +1$$

и получим, что орбитальный момент равен единице. Отсюда естественным образом можно ввести спектрометрические обозначения нуклонных резонансов - L_{2I2J} , где L – орбитальный момент в системе пион-нуклон, то есть S при $L = 0$, P при $L = 1$, D при $L = 2$ и так далее. Внизу обозначения L_{2I2J} записываются удвоенные изоспин I и спин J .

Часто приводится масса резонанса, так что Δ -резонанс в такой схеме будет обозначаться как $P_{33}(1232)$.

Резонансная амплитуда описывается формулой Брейта-Вигнера

$$A_{res} = e^{i\delta} \sin \delta = \frac{\frac{\Gamma}{2}}{(E_{cm} - M) - \frac{i\Gamma}{2}}$$

где δ – фаза рассеяния, E_{cm} – энергия в системе центра масс пион-нуклон, M и Γ – масса и ширина резонанса.

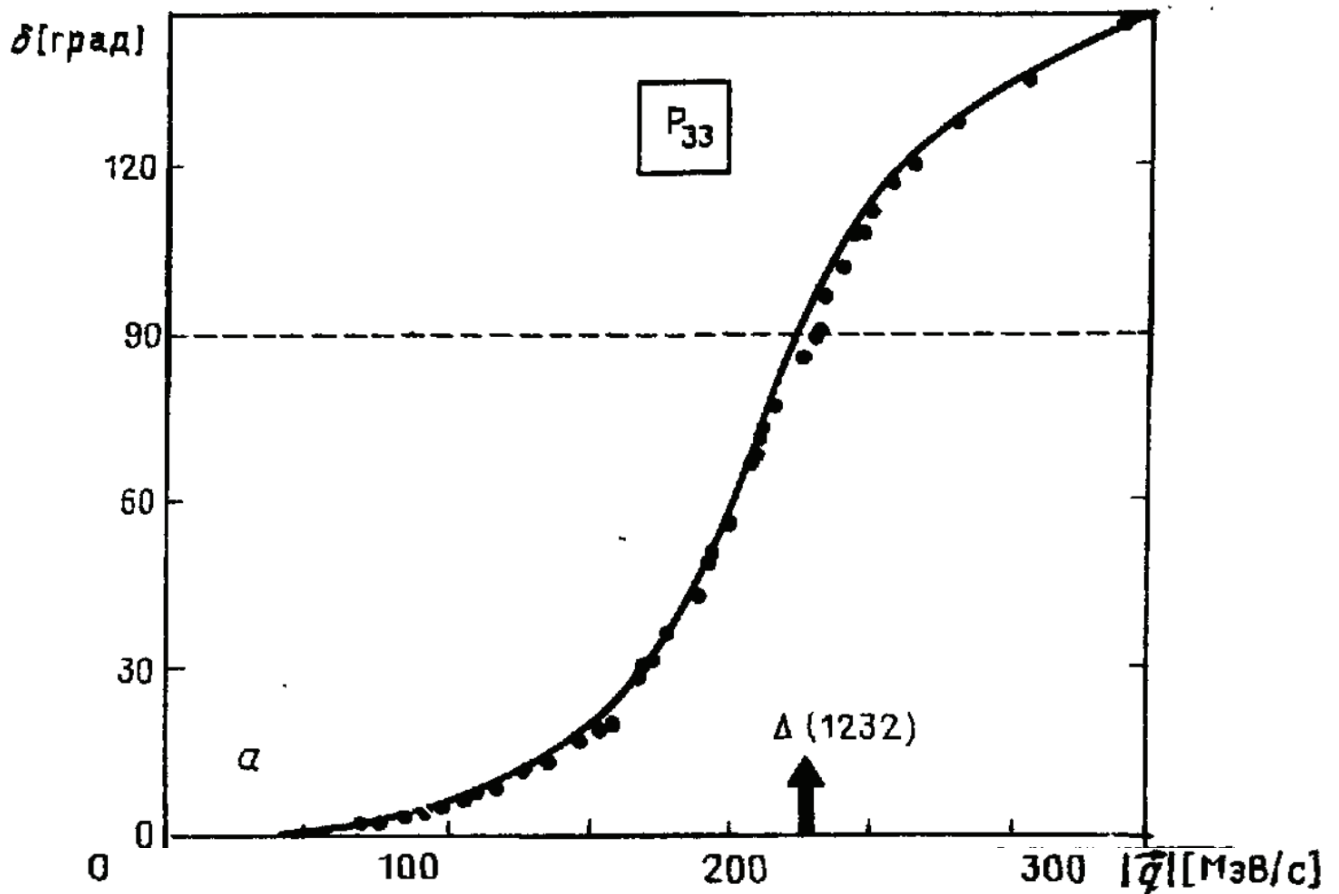


Рис. 10.2. Зависимость фазы рассеяния резонанса $P_{33}(1232)$ от импульса в системе центра масс.

Фазовый анализ является основным инструментом анализа нуклонных резонансов в пион-нуклонном рассеянии. Как известно из квантовой механики, резонансная фаза ведет себя так, что при $E_{cm} = Mc^2$ фаза проходит через $\pi/2$. Пример зависимости фазы от импульса в системе центра масс для резонанса $P_{33}(1232)$ приведен на рис. 10.2.

Отметим, что фазовый анализ позволяет открывать широкие ($\Gamma = 300\text{--}400$ МэВ) резонансы, которые не проявляются в виде максимумов в сечении. Например, таким образом был открыт так

называемый Роперовский резонанс $P_{11}(1440)$ ширина которого около 350 МэВ.

Современный статус нуклонных и Δ -резонансов приведен в табл. 10.1 и 10.2 соответственно. Сделаем несколько пояснений по поводу обозначений. На современном этапе исследования резонансов в основном используются пучки электронов и реальных фотонов. Поэтому больше не указывается орбитальный момент в системе пион-нуклон. Непрерывные пучки электронов в сочетании с детекторами большого аксептанса позволяют регистрировать многочастичные конечные состояния. В последние несколько лет активно ведется анализ конечных состояний $K\Lambda$ и $K\Sigma$, результатом чего стало добавление новых состояний, например $N(1875) 3/2^-$. На рис. 10.3 показано несколько каналов распада резонансов в области энергий до 3 ГэВ, измеренные в экспериментах на пучках электронов и реальных фотонов.

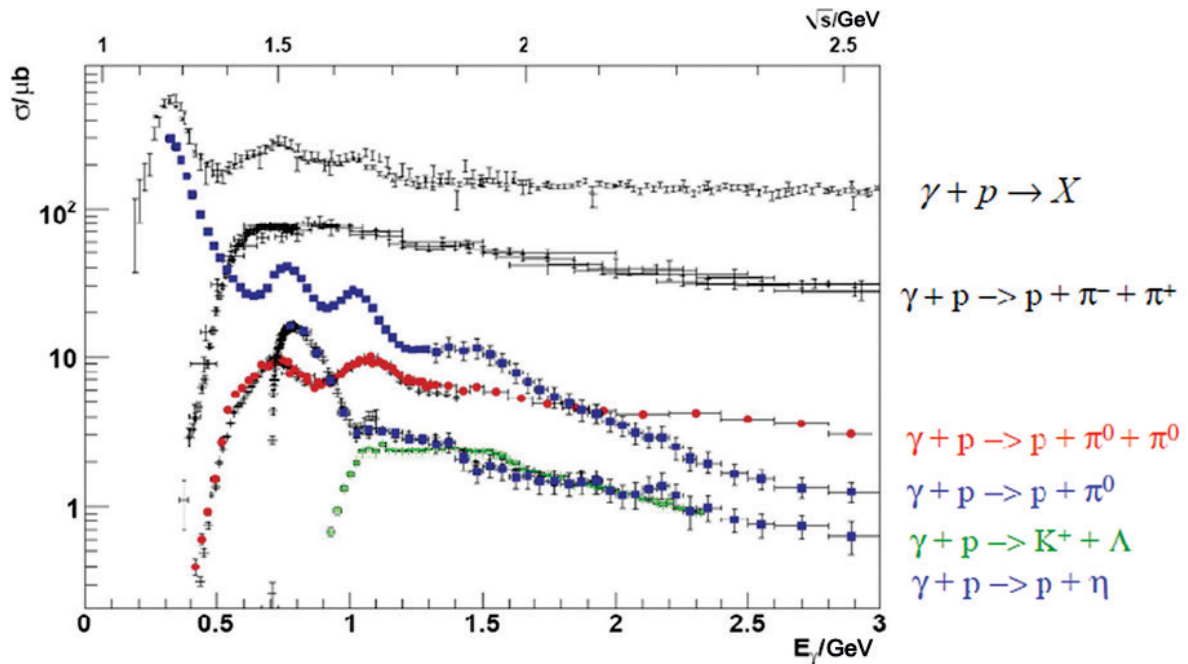


Рис. 10.3. Каналы распада, измеренные на пучках электронов и фотонов.

Надежность обнаруженных резонансов оценивается числом звездочек:

- **** – существование резонанса твердо установлено;
- *** – существование резонанса очень вероятно, но необходимо дальнейшее подтверждение в других каналах распада;
- ** – имеются некоторые указания на существование резонанса;
- * – свидетельств существования резонанса крайне мало.

Современное состояние нуклонных резонансов (2017)

Particle	J^P	overall	$N\gamma$	$N\pi$	$N\eta$	$N\sigma$	$N\omega$	ΛK	ΣK	$N\rho$	$\Delta\pi$
N	$1/2^+$	****									
$N(1440)$	$1/2^+$	****	****	****		***				*	***
$N(1520)$	$3/2^-$	****	****	****	***					***	***
$N(1535)$	$1/2^-$	****	****	****	****					**	*
$N(1650)$	$1/2^-$	****	****	****	***			***	**	**	***
$N(1675)$	$5/2^-$	****	****	****	*			*		*	***
$N(1680)$	$5/2^+$	****	****	****	*	**				***	***
$N(1700)$	$3/2^-$	***	**	***	*			*	*	*	***
$N(1710)$	$1/2^+$	****	****	****	***		**	****	**	*	**
$N(1720)$	$3/2^+$	****	****	****	***			**	**	**	*
$N(1860)$	$5/2^+$	**		**						*	*
$N(1875)$	$3/2^-$	***	***	*			**	***	**		***
$N(1880)$	$1/2^+$	**	*	*		**		*			
$N(1895)$	$1/2^-$	**	**	*	**			**	*		
$N(1900)$	$3/2^+$	***	***	**	**		**	***	**	*	**
$N(1990)$	$7/2^+$	**	**	**					*		
$N(2000)$	$5/2^+$	**	**	*	**			**	*	**	
$N(2040)$	$3/2^+$	*		*							
$N(2060)$	$5/2^-$	**	**	**	*				**		
$N(2100)$	$1/2^+$	*		*							
$N(2120)$	$3/2^-$	**	**	**				*	*		
$N(2190)$	$7/2^-$	****	***	****			*	**		*	
$N(2220)$	$9/2^+$	****		****							
$N(2250)$	$9/2^-$	****		****							
$N(2300)$	$1/2^+$	**		**							
$N(2570)$	$5/2^-$	**		**							
$N(2600)$	$11/2^-$	***		***							
$N(2700)$	$13/2^+$	**		**							

Современное состояние Δ -резонансов (2017)

Particle	J^P	overall	N_γ	N_π	N_η	N_σ	N_ω	ΛK	ΣK	N_ρ	$\Delta\pi$
$\Delta(1232)$	$3/2^+$	****	****	****	F						
$\Delta(1600)$	$3/2^+$	***	***	***	o					*	***
$\Delta(1620)$	$1/2^-$	****	***	****	r					***	***
$\Delta(1700)$	$3/2^-$	****	****	****	b					**	***
$\Delta(1750)$	$1/2^+$	*		*	i						
$\Delta(1900)$	$1/2^-$	**	**	**	d				**	**	**
$\Delta(1905)$	$5/2^+$	****	****	****	d				***	**	**
$\Delta(1910)$	$1/2^+$	****	**	****	e				*	*	**
$\Delta(1920)$	$3/2^+$	***	**	***	n				***		**
$\Delta(1930)$	$5/2^-$	***		***							
$\Delta(1940)$	$3/2^-$	**	**	*	F						
$\Delta(1950)$	$7/2^+$	****	****	****	o				***	*	***
$\Delta(2000)$	$5/2^+$	**			r						**
$\Delta(2150)$	$1/2^-$	*		*	b						
$\Delta(2200)$	$7/2^-$	*		*	i						
$\Delta(2300)$	$9/2^+$	**		**	d						
$\Delta(2350)$	$5/2^-$	*		*	d						
$\Delta(2390)$	$7/2^+$	*		*	e						
$\Delta(2400)$	$9/2^-$	**		**	n						
$\Delta(2420)$	$11/2^+$	****	*	****							
$\Delta(2750)$	$13/2^-$	**		**							
$\Delta(2950)$	$15/2^+$	**		**							

Обнаруженные нуклонные и Δ -резонансы хорошо согласуются с систематикой кварковой модели. Так Δ^+ -резонанс отличается от протона перевёрнутым (spin flip) спином одного из кварков. Энергия такого возбуждения составляет около 300 МэВ. Роперовский резонанс $P_{11}(1440)$ интерпретируется как радиальное возбуждение, а резонанс $D_{13}(1520)$ отождествляется с орбитальным возбуждением. Однако кварковая модель предсказывает больше состояний, чем открыто на сегодняшний день. Поиск таких недостающих (“missing”) резонансов одна из актуальных задач современной ядерной физики. Основная проблема состоит в том, что некоторые резонансы имеют низкую вероятность рождения при столкновении пиона и нуклона. Поэтому и распад такого состояния на пион и нуклон будет также маловероятен, откуда следует сильное подавление сигнала от таких резонансов в упругом пион-нуклонном рассеянии. Один из возможных способов ее решения

– использование электронных ускорителей с непрерывным пучком и детекторов, способных регистрировать все частицы в конечном состоянии (эксклюзивные реакции). Таким образом используется хорошо изученное электромагнитное взаимодействие для возбуждения резонанса, а детектор с большим аксептансом позволит изучать любое конечное состояние. В последние годы целый ряд резонансов был открыт при распадах резонансов на каоны и лямбда или сигма гипероны.

Схематически процесс электромагнитного возбуждения нуклонных резонансов в приближении однофотонного обмена показан на рис. 10.4. Вершина взаимодействия виртуального фотона с 4-импульсом Q с протоном, приводящая к образованию нуклонного или Δ -резонанса характеризуется тремя спиральными амплитудами $A_{1/2}(Q^2)$, $A_{3/2}(Q^2)$ и $S_{1/2}(Q^2)$, которые определяются спиральностями виртуального фотона и протона, как это показано на рис. 10.4. Изучая дифференциальные сечения рассеяния различных эксклюзивных каналов можно экспериментально извлечь спиральные амплитуды электророждения резонансов. Определение амплитуд $A_{1/2}(Q^2)$, $A_{3/2}(Q^2)$ и $S_{1/2}(Q^2)$ — сложная, комплексная задача, так как данная реакция может проходить и без возбуждения резонансов. Такие нерезонансные процессы являются фоновыми, но так как они дают вклад в сечение, их необходимо учитывать.

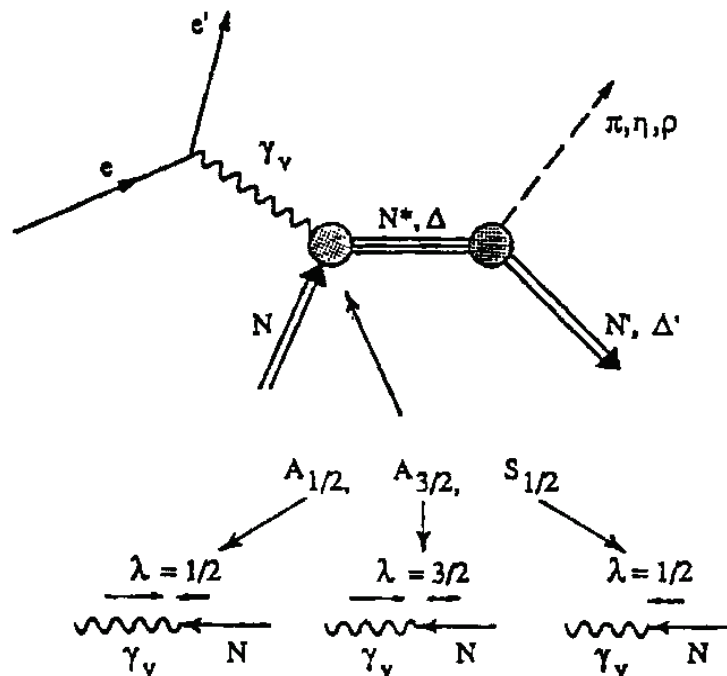


Рис. 10.4. Схема электромагнитного возбуждения нуклонных резонансов. Вершина взаимодействия описывается тремя амплитудами $A_{1/2}(Q^2)$, $A_{3/2}(Q^2)$ и $S_{1/2}(Q^2)$, которые зависят только от Q^2 .

В качестве примера расширения нашего знания о Роперовском резонансе $P_{11}(1440)$ приведем спиральную амплитуду электровозбуждения $A_{1/2}(Q^2)$ исходя из данных до 2002 г. (левая часть рис. 10.5), а на правой части рис. 10.5 покажем ту же амплитуду $A_{1/2}(Q^2)$ после обработки большого количества данных, полученных в Лаборатории Джефферсона (JLAB, США), завершенной в 2016 г.

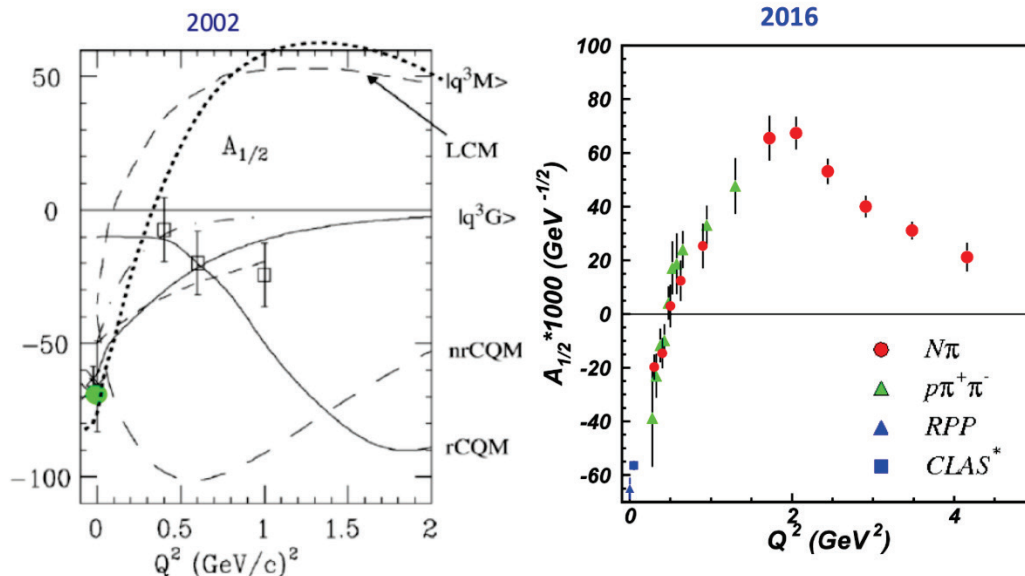


Рис. 10.5. Сравнение данных по электромагнитной амплитуде возбуждения $A_{1/2}(Q^2)$ состояния $P_{11}(1440)$.

Возбуждение нуклонных резонансов является существенно непертурбативным, то есть неулавливаемым теорией возмущений. Также к непертурбативным явлениям относится такой фундаментальный вопрос как масса нуклона. В самом деле, в квантовой хромодинамике масса u и d токовых кварков всего несколько МэВ. Огромную роль в эволюции кварков от фундаментальных токовых к конституэнтным с массами около $330 \text{ МэВ}/c^2$ играют глюоны. Взаимодействие с глюонной средой динамически генерирует практически всю (99%) массу нуклона. Изучение уравнений КХД на решетках показало, что глюоны не только переносят сильное взаимодействие, но и могут быть активными, валентными составляющими адронов. Расчеты показывают, что масса такого конституэнтного глюона порядка $500\text{--}700 \text{ МэВ}/c^2$. Теория предсказывает, что должно существовать связанное состояние двух конституэнтных глюонов, называемое глюоболом, масса которого около $1300\text{--}1500 \text{ МэВ}/c^2$. В настоящее время исследуются несколько кандидатов на роль глюоболов. Также валентный глюон может образовывать связанное состояние, например, с тремя кварками, из которых состоят барионы. Состояния 3 кварка + глюон называются гибридными барионами. Поиск таких необычных частиц – один из экспериментов, запланированных на 2019 год в лаборатории JLAB.