ника оптической ориентации ядер [3], с помощью которой отношение γ_1/γ_2 удается измерять с точностью до 8—9 значащих цифр [4].

Источником арионного поля служил пермаллоевый экран. Внутри него помещались объем с парами ртути и обмотка для создания вспомогательного магнитного поля $H_0 \sim 0{,}1$ Э, в котором производилось начальное измерение отношения γ_1/γ_2 частот прецессии ядер. Затем экран намагничивался внешним полем $H_\alpha \parallel H_0$ ($H_\alpha \sim 100$ Э). При этом на ядра ртути воздействовало арионное поле поляризованных электронных спинов экрана, в то время как магнитные поля этих спинов и внешнего индуктора компенсировали друг друга с точностью до малой величины H_α/k, где $k \gg 1$ — коэффициент экранирования. Таким образом, за счет проникающего сквозь экран магнитного поля H_α/k частоты прецессии ядер менялись незначительно, что облегчало прецизионное измерение их отношения.

В эксперименте арионное взаимодействие не было обнаружено. Достигнутая точность позволяет утверждать, что магнитное взаимодействие ядер ртути 199 со спинами электронов по крайней мере в $10^{11}\lambda$ раз сильнее, чем гипотетическое арионное. Здесь λ — параметр, вычисляемый при известной волновой функции ядра:

$$\lambda = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{\langle {}^{201}\mathrm{Hg}\,|\hat{\Sigma}|\,{}^{201}\mathrm{Hg}\rangle}{\langle {}^{199}\mathrm{Hg}\,|\hat{\Sigma}|\,{}^{199}\mathrm{Hg}\rangle}, \quad \hat{\Sigma} = \sum_p \sigma_p - \sum_n \sigma_n.$$

Суммирование в операторе $\hat{\Sigma}$ производится по протонам и нейтронам соответствующего ядра. Использование грубой модели для ядра ртути дает $\lambda = 0{,}1$. В терминах, введенных выше параметров x_i, полученное ограничение на произведение $x_e x_q$ для электронов и кварков имеет вид:

$$x_e x_q < 2{,}5 \cdot 10^{-3}.$$

В дальнейшем предполагается повторить эксперимент с другой парой фермионов, допускающей более надежный расчет параметра λ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anselm A. A., Uraltzev N. G.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 114, p. 39.
2. Ансельм А. А.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 46.
3. Cagnac B.— Ibid. Ann. de Phys., 1961, t. 6, p. 467.
4. Lehmann J. C., Barbé R.— C. R. Ac. Sci., 1963, t. 257, p. 3152.

539 12 01(048)

Д. А. Киржниц, Ф.М. Пеньков. Кулоновское взаимодействие составных частиц. Взаимодействие связанных комплексов, состоящих из заряженных частиц, на расстояниях $r \gg R$ (R — радиус комплекса) описывается с помощью хорошо известных выражений для поляризационного потенциала (ПП), к числу которых относится потенциал сил Ван-дер-Ваальса. В частности, ПП

$$V(r) = -\frac{e^2\alpha(0)}{2r^4} \tag{1}$$

описывает простейший случай — взаимодействие бесструктурной частицы массы m и заряда e с комплексом, обладающим поляризуемостью $\alpha(\omega)$. Этот ПП обычно применяется к электрон-атомным системам, у которых масса m совпадает с массой «валентных» частиц комплекса M, определяющих его размеры.

В последние годы вызывают большой интерес задачи о взаимодействии с комплексом *легкой* частицы $m \ll M$ (системы «пион или лептон + ядро», «электрон + мезоатом», «мюон + молекула», «лептон + адрон как связанное состояние кварков»). Оказывается, что в этом случае ПП (1) справедлив лишь на больших расстояниях $r \not\ll R\sqrt{M/m}$, а в области

$$R \ll r \ll R\sqrt{M/m}$$

возникает ПП иного вида

$$V(r) = -\frac{me^2\langle d^2\rangle}{(3\hbar^2 r^2)}, \tag{2}$$

действующий только в s-состоянии орбитального движения частицы ($\mathbf{d}$ — дипольный момент комплекса, скобки — усреднение по его основному состоянию) [1].

ПП (1) возникает в результате возбуждения частицей внутреннего движения в комплексе (его поляризации), в то время как к ПП (2) ведет возбуждение орбитального движения частицы нулевыми колебаниями дипольного момента комплекса. Примечательна пропорциональность ПП (2) массе частицы, показывающая, что принципу эквивалентности удовлетворяют не только силы тяготения.

Выражение (2) получено в нерелятивистском приближении, что требует выполнения условия

$$\left(\frac{\hbar}{McR}\right)^2 \ll \frac{m}{M} \ll 1.$$

Поэтому ПП (2) не описывает взаимодействия очень легкой частицы с комплексом (например, электрона с ядром). Другое предположение, лежащее в основе вывода (2), — «жесткость» комплекса

$$g = \frac{m^2 e^2 \langle d^2 \rangle}{\hbar^4} \ll 1.$$

Однако и в случае $g \gg 1$ зависимость $1/r^2$ сохраняется и потому по достижении некоторого значения g порядка единицы возникает ситуация «падения на центр». Это ведет к появлению серии связанных состояний, подобных по своим свойствам известным уровням Ефимова в ядерной задаче трех тел.

С помощью выражений (1), (2) легко рассчитывается поляризационный вклад в фазу рассеяния частицы на комплексе и в энергию их связанного состояния. Этот вклад определяется моментом $\sigma_{-3/2}$ плотности сил осцилляторов, промежуточным по отношению к моментам σ_{-2} и σ_{-1}, входящим, соответственно, в (1) и (2), где $\sigma_n = \int\limits_0^\infty d\omega \omega^{n+1} \mathrm{Im}\, \alpha(\omega)$; ранее с этим фактом столкнулись при прямом расчете поляризационного сдвига уровней [2]. Иллюстрацией сказанного могут служить простые формулы, относящиеся к системе «пион или мюон + дейтон» [1].

В заключение можно отметить, что модификация сил Ван-дер-Ваальса (взаимодействие «комплекс + комплекс»), подобная рассмотренной выше, возможна лишь при выполнении весьма жестких условий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киржниц Д. А. Пеньков Ф. М. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 129; ЖЭТФ, 1983, т. 85, вып. 1.
2. Friar J. — Phys. Rev. Ser. C, 1977, v. 16, p. 1540.