Письма в ЖЭТФ, том 14, стр. 535 – 538 *5 ноября 1971 г.*

ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС В МОДЕЛИ КАПЛИ ФЕРМИ-ЖИДКОСТИ

И. А. Ахиезер, Б. И. Барц, В. Т. Пазурик-Эльцуфин

Коллективные возбуждения ядер могут быть связаны, как известно, как с изменением формы поверхности ядра, так и с колебаниями всех ядерных частиц, т. е. носить объемный характер. Если ядро является достаточно тяжелым, то при рассмотрении его объемных колебаний можно не учитывать поверхностных эффектов и трактовать эти колебания как колебания ядерной материи [1 – 3]. С возбуждением таких колебаний связано явление гигантского резонанса в ядерных реакциях.

Для интерпретации гигантского резонанса в конкретных ядрах и сравнения результатов теории с экспериментальными данными, разумеется, недостаточным является рассмотрение ядра как бесконечной системы и необходимо учесть конечность размеров ядра.

Настоящее сообщение посвящено учету конечности размеров ядра в модели ферми-жидкости и сравнению выводов теории с экспериментальными данными о положении гигантского дипольного резонанса в фотоядерных реакциях. Мы рассматриваем ядро как сферическую каплю ферми-жидкости[1)], причем учитываем как чисто ядерные, так и электрические силы, действующие между нуклонами ядра [3].

Ферми-жидкость можно описывать [5] функцией распределения квазичастиц по импульсам и координатам $n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, являющейся матрицей плотности по спиновым и изотопическим переменным. Равновесному состоянию соответствует функция распределения Ферми $n_0(\mathbf{p}) = \theta(\zeta - \epsilon_p)$. ($\zeta$ – граничная энергия, $\theta(x) = \frac{1}{2}(1 + \operatorname{sign} x)$). При не слишком больших отклонениях от равновесия функция распределения удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \epsilon}{\partial \mathbf{p}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right)\delta n - \frac{\partial n_0}{\partial \mathbf{p}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\left\{ \mathrm{Sp}_{\vec{\sigma}'\vec{\tau}'} \int \mathcal{F}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')\,\delta n'(\mathbf{p}', \mathbf{r}, t)\,\frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} + e\,\frac{1 + \tau_3}{2}\,\phi(\mathbf{r}, t)\right\} = 0,$$

где $\delta n = n - n_0$, $\mathcal{F}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \mathcal{F}^{(0)} + \mathcal{F}^{(s)}\vec{\sigma}\vec{\sigma}' + \mathcal{F}^{(t)}\vec{\tau}\vec{\tau}' + \mathcal{F}^{(st)}\vec{\sigma}\vec{\sigma}'\,\vec{\tau}\vec{\tau}'$ – функция, описывающая короткодействующее ядерное взаимодействие квазинуклонов ($\frac{1}{2}\vec{\sigma}$ и $\frac{1}{2}\vec{\tau}$ – операторы спина и изоспина) и $\phi(\mathbf{r}, t)$ – потенциал переменного электрического поля, связанного с функцией распределения квазинуклонов уравнением Пуассона

[1)] Недавно [4] предпринималась попытка интерпретировать гигантский резонанс в неупругом рассеянии электронов на ядре O^{16}, рассматривая ядро как каплю обычной (описываемой уравнениями гидродинамики) жидкости.

$$\Delta\phi(\mathbf{r}, t) = -\ 4\pi e \,\mathrm{Sp}_{\vec{\sigma}\vec{\tau}} \int \frac{1 + \tau_3}{2}\, \delta n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)\, \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}\ . \tag{2}$$

Уравнение (1) является обобщением известного уравнения Ландау – Силина [5, 6].

Для ограниченной ферми-жидкости к уравнению (1) (имеющему место внутри ферми-жидкости) следует еще добавить условие, описывающее поведение функции распределения на поверхности ядра. В случае колебаний со свободнои границей имеет место условие [1]

$$\frac{\partial}{\partial r}\, \delta n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = 0, \quad r = R \tag{3}$$

(R – радиус ядра).

Решая уравнение (1) совместно с условием (3) можно определить спектр собственных колебаний капли ферми-жидкости. В капле оказываются возможными колебания тех же типов, что и в бесконечной ферми жидкости [3], а именно, колебания плотности спина (s), плотности спинизоспина ($s\,i$), поперечной компоненты плотности изоспина ($i_\perp$) и связанные колебания плотности и плотности заряда (две ветви oi_3-колебаний). Волновой вектор k^j_ℓ колебания мультипольности с порядковым номером j связан при этом соотношением

$$k^j_\ell = x^j_\ell / R \tag{4}$$

с j-тым положительным корнем x^j_ℓ выражения

$$x J'_{\ell+1/2}(x) - (1/2) J_{\ell+1/2}(x)\ . \tag{5}$$

Частота же этого колебания ω^j_ℓ связана с волновым вектором тем же соотношением, что для бесконечной ферми-жидкости [3]. В частности в случае oi_3-колебаний эта связь имеет вид

$$1 + F_{1,2}\, w(\omega / k v_F) = 0, \tag{6}$$

где

$$w(x) = 1 - \frac{x}{2} \ln\left|\frac{x+1}{x-1}\right|, \quad F_{1,2} = F^{(+)} + F^{(c)} \pm \sqrt{F^{(-)2} + F^{(c)2}},$$

$$F^{(a)} = \mathcal{F}^{(a)}\Big|_{p=p'=p_F} \frac{2 p_F m^*}{\pi^2}, \quad F^{(\pm)} = \frac{1}{2}\left(F^{(o)} \pm F^{(i)}\right), \tag{7}$$

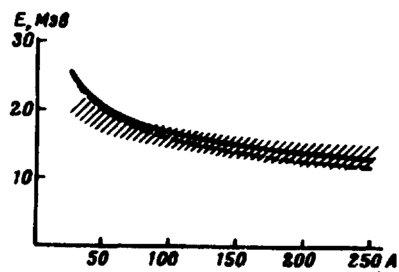
$$F^{(c)} = \frac{e^2}{k^2}\, \frac{2 p_F m^*}{\pi}$$

---

[1] Заметим, что в [4] несколько непоследовательно накладывались граничные условия не на саму плотность ядерного вещества, а на коэффициенты разложения ее по мультиполям.

p_F и v_F – граничные фермиевские импульс и скорость, $m^* = p_F / v_F$ – эффективная масса.

Приведенные выше и в [3] формулы позволяют, задав предварительно величины m^* и $\mathcal{F}$, являющиеся характеристиками ядерной материи и поэтому одни и те же для всех средних и тяжелых ядер, рассчитать частоты коллективных возбуждений этих ядер, и, следовательно, положение гигантского резонанса в фотоядерных реакциях. Заметим, что так как нуклоны в ядре нерелятивистские ($p_F << M$), то эти реакции связаны, в основном, с колебаниями плотности и плотности заряда. При этом должны, главным образом, возбуждаться колебания верхней oi_3 ветви (переходящие в i_3-колебания при уменьшении A), так как вклад возбуждения нижней ветви в сечение реакции при значениях $F^{(o)}$, $F^{(i)}$, найденных в [7], значительно меньше [1].



На рисунке положение первого дипольного колебания этого типа (сплошная кривая) сравнивается с экспериментальными данными [8] (заштрихованная область), укладывающимися в известное эмпирическое соотношение

$$E_{\text{дип}} = (40{,}7 \pm 1{,}8)\, A^{-20 \pm 0{,}01}\, \text{Мэв} \qquad (8)$$

Для величин $F^{(o)}$ и $F^{(i)}$ использованы значения, найденные Мигдалом и Ларкиным [7] на основании анализа данных о сжимаемости ядерной материи и ее концентрации,

$$F^{(o)} = 0{,}5, \quad F^{(i)} = 1{,}5, \qquad (9)$$

а для v_F – значение $v_F = 0{,}2\ c$. Пунктиром показан ход кривой $\omega(A) \sim A^{-1/3}$, получающейся при пренебрежении кулоновским взаимодействием.

Мы видим, таким образом, что модель капли ферми-жидкости со свободной границей, учитывающая наряду с чисто ядерным, также и электрическое взаимодействие нуклонов, хорошо описывает положение гигантского дипольного резонанса для большого числа ядер. В частности, удается объяснить более медленное убывание энергии гигантского дипольного резонанса, чем по обычному для жидкости закону $A^{-1/3}$. Подчеркнем, что входящие в теорию параметры $F^{(o)}$ и $F^{(i)}$ берутся при этом из анализа данных, не относящихся к гигантскому резонансу [7].

В заключение авторы выражают благодарность А.И.Ахиезеру за ценные советы и И.С.Шапиро и участникам руководимого им семинара за полезное обсуждение.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
30 сентября 1971 г.

Литература

[1] A.G.Sitenko, I.V.Simenog. Nucl. Phys., 53, 409, 1964; 70, 535, 1965.

[2] А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер, ЯФ, 8, 1029, 1968.

[3] А.И.Ахиезер, И.А.Ахиезер, Б.И.Барц. ЖЭТФ, 56, 2081, 1969; И.А.Ахиезер, Б.И.Барц. ЯФ, 11, 168, 1970.

[4] R.Raphael, H.Überall, C.Werntz. Phys. Rev., 152, 899, 1966.

[5] Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 30, 1058, 1956.

[6] В.П.Силин. ЖЭТФ, 33, 495, 1957.

[7] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 43, 1940, 1962; А.Б.Мигдал, А.И.Ларкин. ЖЭТФ, 44, 1703, 1963.

[8] B.I.Goryachev. Atomic Energy Review Internat. Atomic Energy Agency, Vienna, 2, 71, 1964.