Краткие сообщения по физике № 7-1984 г.

ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ СЛАБО ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Т.Г. Ежова, С.Ф. Семенко

УДК 539.141/142

Оптическая анизотропия слабо деформированного ядра рассмотрена в приближении случайных фаз и локального поля скоростей. Результат, совпадающий с формулой Даноса при большом значении модуля сжатия, может существенно от нее отличаться в более общем случае.

Известно, что экспериментально наблюдаемое расщепление гигантского дипольного резонанса на сильно деформированных ядрах хорошо описывается формулой Даноса /1/, согласно которой энергии двух пиков равны

$$\hbar\omega_m = \hbar\omega_d[1 - 0{,}91\beta\sqrt{5/(4\pi)}\,(1 + |m|)^{-1}].$$

Здесь $m = 0, \pm 1$ – проекция углового момента дипольных колебаний на ось симметрии, β – параметр деформации.

Формула Даноса получена на основе гидродинамического приближения, которое в общем случае является нереалистическим. Расчеты, основанные на микроскопических моделях /2–4/, подтверждают ее результаты, однако на основе простых оценок работы /5/ можно предположить, что такое согласие должно иметь место только при достаточно больших деформациях. Случай малых деформаций теоретически не исследовался, хотя он представляет интерес ввиду большого числа экспериментальных работ (см., напр., /6–8/), посвященных дипольному резонансу на переходных ядрах, деформация которых, как известно, невелика.

В настоящей работе мы рассмотрели свойства гигантского дипольного резонанса на слабо деформированных ядрах, используя упрощенный вариант приближения случайных фаз, получаемый в сформулированном в /9/ приближении локального поля скоростей, и модель ядра с резкой границей. Гигантский дипольный резонанс сферического ядра, согласно такому описанию /9,10/, состоит из двух пиков, что обусловлено смесью двух коллективных мод: вихревой (тороидной) и безвихревой. Условие малости деформации означает в данном случае, что величина $\omega_d\beta < \omega_2\omega_1$.

В этом случае частота коллективных колебаний в линейном по β приближении может быть определена /11/ по формуле

$$\omega_m^2 = U(\beta,\vec{v}_m)/T(\beta,\vec{v}_m),$$

где U и T — соответственно потенциальная и кинетическая часть лагранжиана коллективных колебаний, вычисляемые с учетом деформации поверхности, для распределения скоростей $\vec{v}_m$, описывающего колебания сферического ядра:

$$\vec{v}_{lm} = \vec{\nabla} f_{\|}(\vec{r}) + \mathrm{rot}[\vec{r} \times \vec{\nabla}] f_{\perp}(\vec{r}),$$

$$f_{\|}(\vec{r}) = B_{\|} j_l(xr/R) Y_{lm}, \quad f_{\perp}(\vec{r}) = B_{\perp} j_l(Sxr/R) Y_{lm}.$$

Здесь j_l — сферическая функция Бесселя, lm — угловой момент коллективных колебаний и его проекция на ось симметрии, $S^2 = 2 + \lambda/\mu$ где λ, μ — соответственно модуль сжатия и модуль кручения. Частота колебаний равна $\omega = xR^{-1}\sqrt{\lambda/M\rho}$, где ρ — плотность; x определяется из уравнения, которое при $l = 1$ имеет вид $[2^{-1}S^2x^2 + 1 + Z(Sx)]Z(x) - 2 = 0$, $Z(y) = yj_1'(y)/j_1(y)$.

Обусловленное аксиально симметричной деформацией расщепление дипольного пика с энергией $\hbar\omega(x)$ можно представить в виде

$$\omega_m/\omega(x) - 1 = a\beta\sqrt{5/(4\pi)}\,(-1)^m(1 + |m|)^{-1},$$

$$a = [-x^2 + b + (5x^{-2}S^{-2} + 1/4)b^2]/(5I),$$

$$b = -2\left\{1 + 2x^{-2}S^{-2}[1 + Z(Sx)]\right\}^{-1},$$

$$I = 2^{-1}[x^2 - 2 + Z(x) + Z^2(x)] + b^2S^{-4}x^{-4}[-2 + Z(Sx) + Z^2(Sx)].$$

В частном случае, когда $S \gg 1$, вихревая и безвихревая моды разделяются. Дипольный резонанс в этом случае обусловлен безвихревой модой, которая описывается моделью Штайнведеля — Йенсена. В этом случае $a = -0{,}91$, т. е. мы получаем формулу Даноса. Нижняя ветвь дипольных колебаний в этом случае является чисто тороидной и в реакциях с фотонами не возбуждается.

Таблица 1.

	$S^2 = \infty$		$S^2 = 5$	
x	$3{,}9/\sqrt{S}$	2,08	1,5	2,1
$\hbar\omega A^{1/3}$, МэВ	$135/\sqrt{S}$	81	65	90
i	0	0,83	0,3	0,5
a	0,3	– 0,91	0,2	– 0,5

Для более реалистического значения $S^2 = 5$ получаем $a_1 = 0{,}23$, $a_2 = -0{,}5$. Напомним, что энергии и относительные интенсивности i (в долях от взвешенного по энергии правила сумм) в этом случае равны 65 $A^{-1/3}$ МэВ и 90 $A^{-1/3}$ МэВ, $i_1 = 0{,}3$ и $i_2 = 0{,}5$. Результаты вычислений собраны в табл. 1 и показаны на рис. 1.

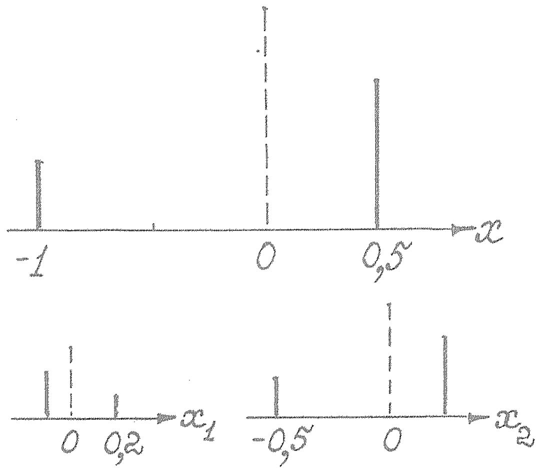

Рис. 1. Расщепление интенсивности дипольного пика на слабо деформированном ядре. Пунктиром указано распределение дипольной интенсивности в сферическом ядре. Обозначения: $x = (\omega - \omega_d)/(\omega_d\sqrt{5/(4\pi)})$, $x_n = (\omega - \omega_n)/(\omega_n\sqrt{5/(4\pi)})$ $(n = 1,2)$

Мы видим, что при малых деформациях картина оптической анизотропии может существенно отличаться от картины, предсказываемой моделью Даноса. В данном случае существенным оказывается то обстоятельство, что коллективные колебания ядра не являются гидродинамическими, а скорее твердотельными /9/. Отклонения от обычной картины оптической анизотропии возникают вследствие связи тороидной и безвихревой мод, обусловленной ангармоничностью. При больших деформациях эффект ангармоничности должен исчезнуть /5/, и картина расщепления гигантского дипольного резонанса должна быть обычной.

В рамках использованного здесь приближения этот последний случай не описывается. Его рассмотрение в рамках формализма ядерной гидродинамики представило бы несомненный интерес.

Поступила в редакцию 27 января 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Danos, Nucl. Phys., 5, 23 (1958).
2. С.Ф. Семенко, Труды ФИАН, 95, "Наука", М., 1977 г., с. 173.
3. С.Б. Толоконников, С.А. Фаянс, Письма в ЖЭТФ, 35, 403 (1982).
4. Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, ЭЧАЯ, 11, 301 (1980).
5. B. Mottelson, S.G. Nilsson, Nucl. Phys., 13, 281 (1959).
6. P. Carlos et al., Nucl. Phys., A 172, 437 (1971).
7. G. M. Gurevich et al., Nucl. Phys., A 273, 326 (1976).
8. А.М. Горячев, Г.Н. Залесный, ЯФ, 27, 1479 (1978).
9. С.Ф. Семенко, ЯФ, 34, 639 (1981).
10. H. Koch et al., Nucl. Phys., A 373, 173 (1982).
11. Ф.М. Морс, Г. Фешбах, Методы теоретической физики, т. 2, ИЛ, М., 1960 г.