объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-82-210

С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев, В.И.Фурман

РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ И ГИГАНТСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

ВВЕДЕНИЕ

Важную роль в формировании γ-ширин нейтронных резонансов /НР/ играют E1-гигантские дипольные резонансы /ДР/ [/1-9/]. Учет ДР проводится на основе гипотезы Бринка, согласно которой над каждым низколежащим состоянием ядра f можно возбудить ДР, близкий по свойствам к ДР, возбуждаемому над основным состоянием ядра. Тогда сечение дипольного фотопоглощения для ядра в состоянии f $(\sigma_{E1}(\omega))_f$ связывают с соответствующим ДР лоренцевской формулой [/1,7/]

$$(\sigma_{E1}(\omega))_f = \frac{4\pi e^2 NZ}{mcA}(1+\kappa)\frac{\omega^2\Gamma_G}{(\omega^2-\omega_G^2)^2+\omega^2\Gamma_G^2}, \qquad /1/$$

где ω_G, Γ_G - положение и спрэдовая ширина ДР, $\kappa \approx 0{,}4$ - константа, характеризующая вклад скоростных членов в дипольное правило сумм. Если теперь с помощью формализма R-матричной теории [/10,11/] найти соотношение между E1-радиационной силовой функцией НР $S^{\circ}_{\lambda f}$ и сечением $(\sigma_{E1}(\omega))_f$ [/2,7/]

$$S^{\circ}_{\lambda f} \equiv \frac{\overline{\Gamma^{\circ}_{\lambda f}}}{\bar{D}\,\omega^3} = \frac{1}{3\pi^2}\cdot\frac{1}{c^2\omega}\cdot(\sigma_{E1}(\omega))_f\ , \qquad /2/$$

легко получить следующую формулу для $(S^{\circ}_{\lambda f})_A$:

$$(S^{\circ}_{\lambda f})_A = \frac{4NZe^2(1+\kappa)}{3\pi\cdot Amc^3\hbar}\cdot\frac{\omega\cdot\Gamma_G}{(\omega^2-\omega_G^2)^2+\omega^2\Gamma_G^2}, \qquad /3/$$

где $\omega = E_\lambda - E_f$.

В определение силовой функции $S^{\circ}_{\lambda f}$ (2) входит $\overline{\Gamma^{\circ}_{\lambda f}}$ - усредненная по НР с данным спином и четностью и средним расстоянием D - парциальная γ-ширина E1-перехода из состояния λ в состояние f.

С точки зрения теории ферми-жидкости /ТФЖ/ [/12-15/] ширина является функцией частоты ω. Однако если в формуле /3/ в качестве Γ_G использовать ее значение при $\omega=\omega_G$, во многих случаях удается разумно описать экспериментальные значения E1-парциальных и полных γ-ширин НР [/1-2,16-17/]. В работах [/4,7-8/] были предложены различные модификации формулы /3/, связанные как с частотной, так и температурной зависимостью $\Gamma_G(\omega)$.

Сечение $\sigma_{E1}(\omega)$ может быть связано с мнимой частью дипольного поляризационного оператора $\mathcal{P}(\omega)$ [/18/]:

$$\sigma_{E1}(\omega) = -4\pi e^2\omega\,\mathrm{Im}\,\mathcal{P}(\omega), \qquad /4/$$

причем $\mathcal{P}(\omega)$ определяется диаграммой [/15/]:

на которой сплошными линиями изображены одночастичные функции Грина, точкой - дипольный оператор d, заштрихованным треугольником - вершинная часть $X(\omega)$, связанная с дипольным внешним полем. Эту диаграмму можно выразить через двухчастичную двухвременную функцию Грина:

/5/

поэтому аналитические свойства поляризационного оператора совпадают с аналитическими свойствами двухчастичной функции Грина и, в частности, для действительных ω [/13,18/]:

$$\mathrm{Im}\,\mathcal{P}(\omega) = \mathrm{Im}\,\mathcal{P}(-\omega) < 0\,. \qquad /6/$$

Аналитические свойства оператора $\mathcal{P}(\omega)$ существенно отличаются от аналитических свойств оператора $\mathcal{P}^n(\omega)$ [/18/], который связан с диэлектрической проницаемостью ядра ϵ соотношением

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi\,\mathcal{P}^n(\omega)$$

и определяется диаграммой типа /5/, в которой используется не причинная, а запаздывающая двухвременная двухчастичная функция Грина. Заметим, что для действительных ω

$$\mathrm{Im}\,\mathcal{P}^n(\omega) = -\,\mathrm{Im}\,\mathcal{P}^n(-\omega). \qquad /6'/$$

Если воспользоваться лемановским разложением [/13,15/] двухчастичной функции Грина, легко получить соотношение [/5,7/]

$$\mathrm{Im}\,\mathcal{P}(\omega) = -\pi\sum_s |d_{0s}|^2\{\delta(E_s-E_0-\omega)+\delta(E_s-E_0+\omega)\}, \qquad /7/$$

где дипольный оператор d равен:

$$d = \frac{N}{A}\sum_{p=1}^{Z} X_p - \frac{Z}{A}\sum_{n=1}^{N} X_n\,, \qquad /8/$$

а индексом s(0) обозначено точное возбужденное /основное/ состояние ядра с энергией $E_s(E_0)$.

Для мнимой части поляризационного оператора $\mathcal{P}^n(\omega)$ возникает формула, отличающаяся от /7/ изменением знака перед вторым членом в фигурной скобке.

Поскольку при фотопоглощении величина $\omega > 0$, то вклад в мнимые части операторов $\mathcal{P}(\omega)$ и $\mathcal{P}^n(\omega)$ дают только их положительно-частотные полюса. Поэтому в формуле /7/ отличным от нуля оказывается только первый член в фигурных скобках, так что

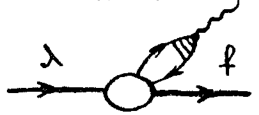
$\mathrm{Im}\,\mathcal{P}^n(\omega) = \mathrm{Im}\,\mathcal{P}(\omega)$. Этот результат находится в противоречии [5] со способом получения формулы /1/ [1,4,7], при котором в /4/ вместо оператора $\mathcal{P}(\omega)$ используется фактически оператор $\mathcal{P}^n(\omega)$, а при учете фрагментации квазичастиц в $\mathrm{Im}\,\mathcal{P}^n(\omega)$ незаконно используются полюса с $\mathrm{Re}\,\omega < 0$. Благодаря этому, величина $\mathrm{Im}\,\mathcal{P}^n(\omega)$ обращается в нуль при $\omega \to 0$ по закону $\mathrm{Im}\,\mathcal{P}^n(\omega) \sim \omega \Gamma_G(\omega)$, так что сечение $\sigma_{E1}(\omega)$ /4/ оказывается пропорциональным $\sim \omega^2 \Gamma_G(\omega)$ /1/. Заметим, что подобный учет фрагментации квазичастиц и использование полюсов с $\mathrm{Re}\,\omega < 0$ в операторе $\mathcal{P}(\omega)$ приводит при малых ω к существенно иным соотношениям: $\mathrm{Im}\,\mathcal{P}(\omega) \sim \Gamma_G(\omega)$; $\sigma_{E1}(\omega) \sim \omega\,\Gamma_G(\omega)$.

В работе [5] была сделана попытка рассчитать $\mathrm{Im}\,\mathcal{P}(\omega)$ при таком способе учета фрагментации квазичастиц, который не противоречил бы соотношению /7/. Однако авторы [5] столкнулись с серьезной проблемой корректного учета фрагментации квазичастиц в вершинной части $X(\omega)$.

Чтобы избежать отмеченных выше трудностей, в настоящей работе будет сразу рассчитываться парциальная γ-ширина распада компаунд-состояния λ в конечное состояние f. Это позволяет прямо учесть требования /7/ и получить радиационную силовую функцию $S^{\circ}_{\lambda f}(\omega)$ во всей области частот $\omega \le B_n$, необходимой для определения полных γ-ширин нейтронных резонансов, где B_n - энергия связи нейтрона.

2. РАДИАЦИОННАЯ СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Представим амплитуду приведенной γ-ширины распада НР в конечное состояние f диаграммой:



/9/

где жирными линиями представлены начальное (λ) и конечное (f) состояния ядра, а белым кружком - амплитуда фрагментации $V_{\lambda,f\nu\nu'}$ частично-дырочного состояния, построенного над состоянием f, в состояние λ. В аналитической форме диаграмма /9/ представляется как

$$\mathfrak{M}_{\lambda f} = \sum_{\nu,\nu'} V_{\lambda,f\nu\nu'}(\omega) A_{\nu\nu'}(\omega) \cdot X_{\nu\nu'}(\omega), \qquad /10/$$

где ν - мультииндекс оболочечного состояния с волновой функцией $\phi_\nu(\mathbf{r},\sigma)$ и энергией ϵ_ν, который для сферических ядер в схеме j-j -связи имеет вид: $\nu \equiv n \ell j m \tau_z$. В формуле /10/ $A_{\nu\nu'}(\omega)$ - частично-дырочный пропагатор [15]:

$$A_{\nu\nu'}(\omega) = \frac{n_\nu - n_{\nu'}}{\omega + \epsilon_\nu - \epsilon_{\nu'} + i\delta(n_\nu - n_{\nu'})}, \qquad /11/$$

а вершинная часть $X_{\nu\nu'}(\omega)$ определяется уравнением

$$X_{\nu\nu'}(\omega) = d^*_{\nu\nu'} + \sum_{\nu_1,\nu_2} (a^2\Gamma^\omega)_{\nu\nu',\nu_1\nu_2} A_{\nu_1\nu_2} X_{\nu_1\nu_2}(\omega), \qquad /12/$$

где $a^2\Gamma^\omega$ - эффективное взаимодействие квазичастиц в канале частица-дырка [15]:

$$a^2\Gamma^\omega = \frac{\pi^2}{P_F}(f' + f_1' P_1 P_2)\tau_1\tau_2 \cdot \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \qquad /13/$$

Амплитуду $V_{\lambda,f\nu\nu'}$ можно найти, рассчитывая удвоенную мнимую часть собственно-энергетического оператора состояния λ, определяющую ширину $\Gamma_{f\nu\nu'}(\omega)$ этого состояния

/14/

$$\Gamma_{f\nu\nu'} = \frac{2\pi}{D} |V_{\lambda,f\nu\nu'}|^2. \qquad /15/$$

Если допустить, что ширина $\Gamma_{f\nu\nu'}$ слабо зависит от индексов ν,ν' ($\Gamma_{f\nu\nu'}(\omega) \approx \Gamma_f(\omega)$), то из /15/ можно определить амплитуду $V_{\lambda,f\nu\nu'}$:

$$V_{\lambda,f\nu\nu'} = \sqrt{\frac{\Gamma_f(\omega) D}{2\pi}} \cdot e^{i\delta_{\lambda,f\nu\nu'}}, \qquad /16/$$

где $\delta_{\lambda,f\nu\nu'}$ - фаза, случайно флюктуирующая при переходе от одного компаунд-состояния λ к другому. Уравнение /12/ имеет решение [15]

$$X_{\nu\nu'}(\omega) = d^*_{\nu\nu'} \cdot C(\omega). \qquad /17/$$

Здесь

$$C(\omega) = \left(1 + \frac{2}{3} f_1'\right) \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_G^2}, \qquad /18/$$

где ω_0 - характерная разность оболочечных энергий $(\epsilon_\nu - \epsilon_{\nu'})$ в /11/:

$$\omega_G = \omega_0 \sqrt{(1+2f_1)(1+2/3 f_1')}. \qquad /19/$$

Тогда величина $\mathfrak{M}_{\lambda f}(\omega)$ /10/ становится равной:

$$\mathfrak{M}_{\lambda f}(\omega) = \sqrt{\frac{\Gamma_f(\omega) D}{2\pi}} \cdot \frac{2\omega_0 (1 + \frac{2}{3} f_1')}{\omega^2 - \omega_G^2} \cdot \sum_{\nu,\nu'} e^{i\delta_{\lambda,f\nu\nu'}} \cdot d_{\nu\nu'} n_\nu (1 - n_{\nu'}). \qquad /20/$$

а усредненная парциальная γ-ширина $\overline{\Gamma^{\circ}_{\lambda f}}$ принимает вид

$$\overline{\Gamma^{\circ}_{\lambda f}} = \frac{4e^2\omega^3}{3c^3}\cdot\overline{|\mathfrak{M}_{\lambda f}|^2} = \frac{4e^2 D(1+\frac{2}{3}f_1')^2\,\omega^3\Gamma_f(\omega)\cdot\omega_0}{3\pi c^3(\omega^2-\omega_G^2)^2}\times R, \qquad /21/$$

где

$$R \equiv \sum_{\nu,\nu'} |d_{\nu\nu'}|^2(\epsilon_{\nu'}-\epsilon_{\nu})(n_{\nu}-n_{\nu'}). \qquad /22/$$

Используя дипольное правило сумм [15]

$$R = \frac{NZ}{\hbar A m^*} \qquad /23/$$

и определение силовой функции $S^{\circ}_{\lambda f}$, легко получить:

$$S^{\circ}_{\lambda f}(\omega) = \frac{4e^2(1+\kappa)NZ}{3\pi c^3 A m\hbar}\cdot\frac{\Gamma_f(\omega)\cdot\omega_0(1+\frac{2}{3}f_1')}{(\omega^2-\omega_G^2)^2}. \qquad /24/$$

Заметим, что при получении формулы /24/ было использовано одно существенное приближение: при решении уравнения /12/ не учитывались эффекты фрагментации квазичастиц. Это приближение является плохим в окрестности максимума гигантского резонанса $\omega \approx \omega_G$, где в /24/ возникает полюс. Однако в области частот $\omega \leq B_n$, где энергетический знаменатель в /24/ становится большим: $|\omega^2-\omega_G^2| \gg \omega_G\Gamma_G > \omega\Gamma_G$, это приближение представляется корректным.

Полученная выше формула /24/ для силовой функции $S^{\circ}_{\lambda f}$ сильно отличается от формулы Акселя [1] /3/. Как уже отмечалось во введении, появление множителя ω связано с некорректным учетом фрагментации квазичастиц при получении /3/, противоречащим условию /7/. Естественно, что формула /24/, правильно учитывающая фрагментацию квазичастиц, не содержит этого множителя.

3. ЧАСТОТНАЯ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПРЭДОВОЙ ШИРИНЫ И РАДИАЦИОННАЯ СИЛОВАЯ ФУНКЦИЯ НР

С точки зрения ТФЖ [12-15] спрэдовая ширина ДР $\Gamma_f(\omega)$ должна содержать два члена:

$$\Gamma_f(\omega) = \beta(\omega^2 + 4\pi^2 T^2), \qquad /25/$$

первый из которых $\beta\omega^2$ определяется распадом частично-дырочных состояний на более сложные состояния, а второй связан с наличием температуры T у состояния f, на котором строится ДР, и обусловлен столкновениями между квазичастицами. Температуру T состояния f, имеющего энергию возбуждения $(B_n-\omega)$, можно рассчитать методами статистической теории [22-23]:

$$T(\omega) = \sqrt{\frac{U(\omega)}{a}}, \qquad /26/$$

где $U(\omega)$ - эффективная энергия возбуждения ядра ($U(\omega)=B_n-\omega-\Delta$), a - параметр плотности уровней, Δ - энергия спаривания.

Если учесть, что $4\pi^2T^2 \ll \omega_G^2$, то величину β в /25/ можно выразить через значение $\Gamma_f(\omega_G) = \Gamma_f^{\circ}$:

$$\Gamma_f(\omega) = \frac{\Gamma_f^{\circ}}{\omega_G^2}(\omega^2 + 4\pi^2T^2). \qquad /27/$$

Тогда формула для силовой функции $S^{\circ}_{\lambda f}$ /24/ может быть представлена в виде

$$S^{\circ}_{\lambda f} = \frac{4e^2(1+\kappa)NZ}{3\pi c^3 A m\hbar}\cdot\frac{\Gamma_f^{\circ}\cdot\omega_0(1+\frac{2}{3}f_1')(\omega^2+4\pi^2T^2(\omega))}{\omega_G^2\cdot(\omega^2-\omega_G^2)^2}, \qquad /28/$$

а соответствующее ей сечение $\sigma_{E1}(\omega)$ - как

$$\sigma_{E1}(\omega) = \frac{4\pi e^2(1+\kappa)NZ\hbar}{Amc}\cdot\frac{\omega\omega_0\Gamma_f^{\circ}(\omega^2+4\pi^2T^2(\omega))(1+\frac{2}{3}f_1')}{\omega_G^2(\omega^2-\omega_G^2)^2}. \qquad /29/$$

Заметим, что прямое сопоставление формул /28/ и /3/ затруднено, поскольку в нашем случае не ясен способ перехода от частот $\omega \leq B_n$ к частотам $\omega \approx \omega_G$, следовательно, не ясно соотношение ширин $\Gamma_G(\omega_G)$ /1/ и Γ_f°.

Если допустить, что Γ_f° совпадает с $\Gamma_G(\omega_G)$, то отношение r силовых функций $S^{\circ}_{\lambda f}$ /28/ и $(S^{\circ}_{\lambda f})_A$ /3/ для $\omega \leq B_n$ оказывается равным:

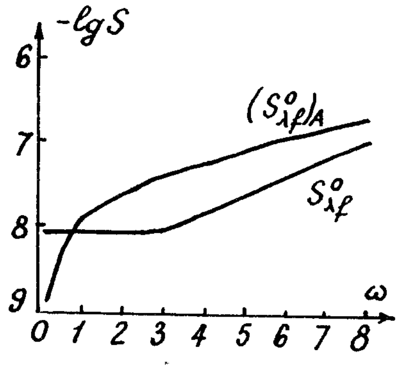
$$r = \frac{\omega_0(1+\frac{2}{3}f_1')(\omega^2+4\pi^2T^2(\omega))}{\omega_0^2\ \omega} \approx 0{,}7\,\frac{\omega^2+4\pi^2T^2(\omega)}{\omega_G\cdot\omega}.$$

Как видно из таблицы, где представлены значения r для ядра ^{144}Nd, величина r уменьшается от 0,45 до 0,21 при уменьшении ω от 8 до 3 МэВ, а затем начинает резко увеличиваться по закону $1/\omega$.

Таблица

ω МэВ	0,5	1	2	3	4	5	6	7	8
r	1,2	0,63	0,25	0,21	0,23	0,25	0,294	0,39	0,47

На рисунке представлены зависимости силовых функций $S^{\circ}_{\lambda f}$ /28/ и $(S^{\circ}_{\lambda f})_A$ /3/ от частоты. Видно, что в области $\omega \leq 3$ МэВ силовая функция $S^{\circ}_{\lambda f}$ /28/ оказывается постоянной и принимает значение $\approx 0{,}8\cdot 10^{-8}$ /МэВ/$^{-3}$, в то время как $(S^{\circ}_{\lambda f})_A$ /3/ резко падает в этой области по закону $\sim\omega$.



Как было показано в работе [2], в случае жестких переходов силовая функция $(S^{o}_{\lambda f})_A$ /3/ оказывается систематически больше экспериментальной на фактор порядка 2. Это означает, что силовая функция $S^{o}_{\lambda f} \approx \approx (S^{o}_{\lambda f})^{\text{эксп}}$ для жестких γ-переходов. Сопоставление теоретических $S^{o}_{\lambda f}$ /3,28/ и экспериментальных $(S^{o}_{\lambda f})^{\text{экс}}$ силовых функций следует проводить с известной долей осторожности.

Действительно, при получении формул типа /3,28/ делаются такие приближения, как замена частично-дырочных полюсов $(\epsilon_{\nu}-\epsilon_{\nu'})$ на один полюс ω_0 и использование для всех указанных полюсов одной спрэдовой ширины $\Gamma_f(\omega)$. Подобные приближения ориентированы на получение интегральной информации и не могут претендовать на описание тонких структур в сечениях $\sigma_{E1}(\omega)$, связанных, например со слабоколлективизированными 1^--состояниями четно-четных ядер, лежащими в окрестности B_n [9]. В то же время, как было показано в работах [3,7], определенная часть силовой функции связана с валентным механизмом и не может быть описана на основе ДР.

Для более глубокой проверки справедливости формул /3,28/ можно использовать полученную в последние годы при исследовании реакций $(n,\gamma\alpha)$ и $(n,\gamma f)$ на тепловых и резонансных нейтронах [21–28] информацию о поведении силовой функции $S_{\lambda f}$ в случае компаунд-компаунд переходов. Самым интересным свойством этой силовой функции оказалось ее постоянство в области $\omega \lesssim \lesssim 2$ МэВ. Исследование ветвей распада НР со спинами 3^- и 4^- в ядре ^{144}Nd на разные уровни дочернего ядра в реакции $(n,\gamma\alpha)$ позволило установить [22,28], что силовая функция $S_{\lambda f} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ МэВ$^{-3}$ представляет собою сумму силовых функций γ-переходов двух мультипольностей -E1- и M1-типа с примерно равными весами. В работе [29] была показано, что свойства M1-компоненты силовой функции $S_{\lambda f}(M1)$ можно хорошо понять на основе рассмотрения M1-переходов между главными компонентами компаунд-состояний. Что же касается силовой функции $S_{\lambda f}(E1)$, то как абсолютное значение $\approx 10^{-8}$ МэВ$^{-3}$, так и факт ее постоянства в области $\omega \leq 2$ МэВ хорошо объясняются с точки зрения поведения функции $S^{o}_{\lambda f}$ /28/, представленной на рисунке. Подчеркнем, что формула /3/ из-за фактора ω, в принципе, не может объяснить постоянства $(S_{\lambda f}(E1))^{\text{экс}}$ в низкоэнергетической области /см. рисунок/.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной результат настоящей работы состоит в том, что получена формула для γ-силовой функции нейтронных резонансов, которая отличается от широко используемой формулы Акселя [1] и в то же время позволяет объяснить существующие экспериментальные данные по жестким и мягким γ-переходам из нейтронных резонансов. В связи с этим весьма актуальной становится задача расчета на основе формулы /28/ полных γ-ширин нейтронных резонансов.

Следует отметить, что полученный в настоящей работе результат выходит за рамки чисто ядерной физики. Действительно, при исследовании сечений дипольного фотопоглощения в конденсированных средах, как правило, используются формулы типа /1/ [30].

Однако с точки зрения соотношений /7/ ясно, что и в этом случае для $\sigma_{E1}(\omega)$ необходимо использовать формулы типа /29/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671; Axel P. et al. Phys. Rev., 1970, C2, p.689.
2. Bollinger L.M., Tomas G.E. In: Contr. of Int.Symp. on Nucl.Struct. JINR, D-3893, Dubna, 1968, p.117.
3. Lynn J. Theory of Neutron Resonance Reaction. Oxford,1968.
4. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. ЯФ, 1978, 21, с.1534.
5. Dover C.B. et al. Ann. of Phys., 1972, 70, p.478.
6. Борзов И.И., Камерджиев С.П. Препринт ФЭИ-580,Обнинск,1975.
7. Урин М.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.991.
8. Бондаренко В.И., Урин М.Г. ЯФ, 1982, 35, с.671.
9. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503; Phys.Lett., 1978, 79B, p.187.
10. Лейн Л., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, М., 1960.
11. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1964.
12. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1956, 30, с.1058.
13. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Б. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М., 1962.
14. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. "Мир", М., 1967.
15. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем. "Наука", М., 1965; там же: Лушников А.А., с.451.
16. Johuson C.H. Phys.Rev., 1977, 16, p.2239.
17. Reffo G. Lectures on Winter Course on Nuclear Physics and Reactions. PT/FI, 1978, p.11.

18. Берестецкий В.Б., Лившиц Е.М., Питаевский Л.Т. Квантовая электродинамика. "Наука", М., 1980.
19. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1971, т.1.
20. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, М., 1964.
21. Oakey N.S., McFarlane R.D. Phys.Lett., 1968, 268, p.662.
22. Винивартер П. и др. ОИЯИ, Р3-6754, Дубна, 1972.
23. Kvitek I., Kosins T., Popov Yu.P. Report UJE, 33035, Rez, 1974.
24. Aldea L. et al. D-5170, Jülich, 1977.
25. Антонов А. и др. ЯФ, 1978, 27, с.18.
26. Длоуглы Д.,Криштяк И., Пантелеев Й. ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976, с.113.
27. Втюрин В.А., Попов Ю.П. ОИЯИ, Р4-10775, Дубна, 1977.
28. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, Р3-81-433, Дубна, 1981.
29. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1980, 31, с.1175.
30. Давыдов А.С. Теория твердого тела. "Наука", М., 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 марта 1982 года.

Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. Р4-82-210
Радиационные ширины нейтронных резонансов
и гигантские дипольные резонансы

Показано, что формула Акселя для γ-силовых функций нейтронных резонансов противоречит дисперсионным свойствам поляризационного оператора. Предложен новый вариант расчета γ-силовых функций нейтронных резонансов, основанный на корректном учете фрагментации квазичастиц. Показано, что полученная силовая функция удовлетворительно согласуется с экспериментальной для γ-переходов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Kadmensky S.G., Markushev V.P., Furman W.I. P4-82-210
Gamma-Widths of Neutron Resonances
and Giant Dipole Resonances

It is shown that the formula for radiative strength function of neutron resonances given by Axel is in contradiction with the dispersion properties of polarization operator. The new approach to calculate the radiative strength functions of neutron resonances based on correct account of the fragmentation of quasiparticles is proposed. The calculated strength function is in good agreement with experimental one for γ-transition.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.