

Отметим некоторые особенности результатов.

Для обоих вариантов сил соотношение сечений переходов в области (γ, n) $E < 17$ Мэв, $E > 17$ Мэв и (γ, p) близко к полученному из эксперимента [6, 8].

Ширины максимумов областей «пигми» и гигантского резонанса также соответствуют экспериментальным.

Рис. 1, а, 2, а иллюстрируют изоспиновое расщепление сечений поглощения. Точки, полученные на опыте для сечения $^{12}\text{C}(\rho, \gamma_0)^{13}\text{N}$ -реакции [7], соответствуют картине уровней $T = 1/2$.

Детали конфигурационного расщепления дипольного резонанса зависят от используемого варианта остаточного взаимодействия. Однако основные особенности расщепления: 2—3 максимума в области «пигми» резонанса, острый максимум в области 20—21 Мэв есть, по-видимому, следствие генеалогической структуры основного состояния ядра.

В формирование «пигми» резонанса основной вклад вносят состояния $|0^+, 0, T=0; d^{3/2} : ^3/2 1/2 \rangle$ и $|2^+, 4,44; T=0; d^{5/2} : ^1/2 1/2 \rangle$. Для более сильного розенфельдовского смешивания в этой области существенна также роль $|1^+, 12,71, T=0; d^{5/2} : ^3/2 1/2 \rangle$ и $|2^+, 4,44, T=0; 2s : ^3/2 1/2 \rangle$ состояний. Пик в районе 20—21 Мэв представляет собой сильно коллективизированный уровень с $T = 1/2$, сдвинутый остаточным взаимодействием вниз по энергии, причем большая часть каналов распада оказывается закрытой.

К сожалению, результаты работы [6, 8] (выполненных более 13 лет назад) не позволяют сравнить детали полученного расщепления дипольного резонанса с экспериментом.

Авторы благодарят Н. П. Юдина за внимание к работе и ряд ценных указаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Easlea V. R. Phys. Lett. **1**, 163, 1962.
2. Goncharova N. G., Yudin N. P. Phys. Lett. **29B**, 272, 1969; Гончарова Н. Г., Юдин Н. П. «Ядерная физика», **12**, 725, 1970.
3. Cohen S., Kurath D. Nucl. Phys., **A10**, **11**, 1967.
4. Бояркина А. Н., Жусупов М. А., Карапетян В. В. Структура легких ядер. Препринт, МГУ, 1969.
5. Varanger E., Lee C. W. Nucl. Phys., **22**, 157, 1962.
6. Cook B. C. Phys. Rev., **106**, 300, 1957.
7. Fisher P. S., Measday D. F., Nikolaev F. A., Kalmykov N., Glegg A. B. Nucl. Phys., **45**, 113, 1963.
8. Cook B. C., Penfold A. S., Telegli V. L. Phys. Rev., **104**, 554, 1956.

Поступила в редакцию
23.2 1971 г.

Кафедра
ускорителей

УДК 621.378.32

П. В. КОРОЛЕНКО

НАСЫЩЕНИЕ УСИЛЕНИЯ ВЫСШИХ ТИПОВ ВОЛН В АКТИВНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ—ПЕРО

В работе [1] изучались характеристики сканирующего активного интерферометра Фабри—Перо (Ф—П) для случая возбуждения в нем волны основного типа TEM_{00} , причем предполагаем, что активная среда однородна по объему типа колебаний. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуются особенности возбуждения в активном интерферометре некоторых высших типов волн с учетом как насыщения активной среды, так и ее радиальной неоднородности.

Теоретический расчет насыщенного усиления для различных поперечных типов волн проведем в предположении неоднородно уширенной рабочей линии активного вещества. Тогда насыщенный коэффициент усиления TEM_{pl} -волны выражается в цилиндрических координатах (r, φ, z) формулой [2]

$$k_{pl}(r, \varphi, z) = \frac{k_0(r)}{\sqrt{1 + \frac{\omega_{pl}(r, \varphi, z)}{\omega_0}}}, \quad (1)$$

где $k_0(r)$ — коэффициент усиления слабого сигнала, $w_{pl}(r, \varphi, z)$ — плотность внутренней мощности волны TEM_{pl} в активном веществе интерферометра, w_0 — параметр насыщения.

Радиальную зависимость ненасыщенного коэффициента усиления $k_0(r)$ представим в виде [3, 4]

$$k_0(r) = k_0 \left(1 - \frac{r^2}{b^2} \right), \quad (2)$$

где k_0 — коэффициент усиления на оси цилиндрической газоразрядной трубки, b — радиус трубки.

Плотность внутренней мощности $w_{pl}(r, \varphi, z)$ волны TEM_{pl} дается выражением [5]

$$w_{pl}(r, \varphi, z) = \frac{4W\rho!}{\pi\rho^2(z)(1+\delta_{0l})(l+p)!} \left(\frac{2r^2}{\rho^2(z)} \right)^l \left[L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\rho^2(z)} \right) \right]^2 e^{-\frac{2r^2}{\rho^2}} \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 l\varphi \\ \sin^2 l\varphi \end{array} \right\}, \quad (3)$$

здесь W — полная внутренняя мощность, $\rho(z)$ — радиус пучка, $L_p^l \left(2 \frac{r^2}{\rho^2(z)} \right)$ — обобщенный полином Лагерра, δ_{0l} — символ Кронекера.

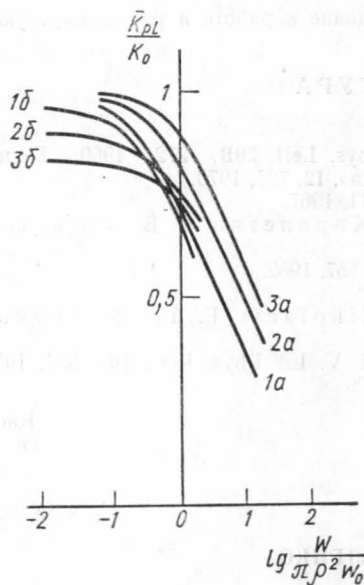


Рис. 1. Кривые насыщения a — $\rho/b=0,06$, b — $\rho/b=0,24$; 1 — TEM_{00} , 2 — TEM_{10} , 3 — TEM_{20}

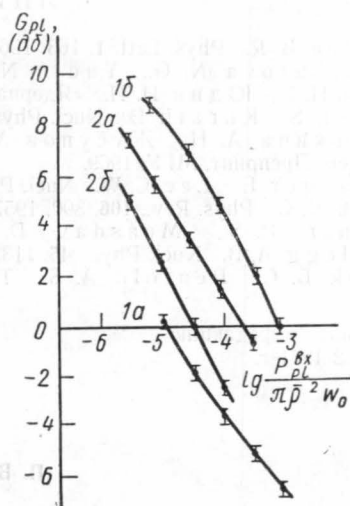


Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициентов передачи активного интерферометра от нормированной входной мощности. a — $\bar{\rho}=0,4$ мм, b — $\bar{\rho}=0,6$ мм; 1 — TEM_{00} , 2 — TEM_{10}

Усиление света активным веществом интерферометра будем характеризовать средним коэффициентом усиления \bar{k}_{pl} [6]:

$$\bar{k}_{pl} = \frac{1}{WL} \int_0^b \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} w_{pl}(r, \varphi, z) k_{pl}(r, \varphi, z) r dr d\varphi dz, \quad (4)$$

где $L=z_2-z_1$ — длина активной среды.

Получение аналитического выражения для коэффициента \bar{k}_{pl} в общем случае затруднительно. Мы провели расчеты \bar{k}_{pl} численным интегрированием выражения (4)

для некоторых простейших осесимметричных типов волн ($l=0$). При этом пренебрегалось изменением радиуса пучка вдоль оси z ($\rho(z)=\rho=\text{const}$). Расчет проводился на ЭВМ «Мир-1».

Зависимость средних коэффициентов усиления волн TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{20} активной средой интерферометра от уровня нормированной внутренней мощности $\frac{W}{\pi\rho^2\omega_0}$

показана на рис. 1 для двух значений параметра $\frac{\rho}{b}$ 0,06 и 0,24. Из приведенных графиков видно, что, когда $\rho \ll b$, при малых W усиление близко для всех типов волн, с увеличением же W оно больше для высших типов. Это объясняется тем, что с ростом порядка волны ее площадь увеличивается. Если $\rho \leq b$, усиление слабого сигнала выше для низших типов, но с ростом W меняется в пользу высших типов, так как они медленнее насыщают среду.

Даже небольшие различия в величинах коэффициентов \bar{k}_{pl} могут привести к существенным изменениям коэффициента передачи активного интерферометра G_{pl} для волны TEM_{pl} . Особенно заметно это проявляется в тех случаях, когда интерферометр работает вблизи порога самовозбуждения.

Нами были измерены коэффициенты передачи TEM_{00} и TEM_{10} типов волн в He—Ne активном интерферометре ($\lambda=6328$ Å) для двух различных конфигураций резонатора. Для одной конфигурации длина резонатора равнялась 110 см, входное зеркало было плоским, выходное зеркало имело радиус кривизны $r_2=300$ см. Коэффициенты отражения зеркал были равны $R_1=R_2=97\%$. Средний радиус пучка внутри интерферометра имел величину $\rho=0,6$ мм. В другой конфигурации при той же длине резонатора оба зеркала были сферическими с $r_1=r_2=116$ см ($\rho=0,4$ мм; $R_1=R_2=99\%$). В обоих случаях использовалась одна и та же трубка со смесью He—Ne длиной $l=100$ см и внутренним диаметром $d=0,5$ см.

На интерферометр посылался световой пучок от одночастотного He—Ne лазера ($\lambda=6328$ Å), генерировавшего TEM_{00} тип колебаний. Параметры падающего пучка были согласованы с параметрами собственных волн интерферометра, поэтому в последнем могли возбуждаться различные типы колебаний TEM_{p0} [5]. Применявшаяся нами методика измерения коэффициентов передачи была в основном сходной с описанной ранее в работе [1], с той лишь разницей, что при расчете коэффициентов передачи в качестве входной мощности волны TEM_{p0} использовалась величина $P_{p0}^{вх} = P_{00} \cdot \kappa_{p0}^{00}$, где P_{00} — мощность падающей на интерферометр TEM_{00} -волны, κ_{p0}^{00} — коэффициент преобразования (по мощности) волны TEM_{00} в волну TEM_{p0} . Величина κ_{p0}^{00} вычислялась с помощью соотношений, приведенных в [5]. На рис. 2 изображена полученная нами экспериментальная зависимость коэффициентов передачи G_{00} и G_{10}

от нормированной входной мощности $\frac{P_{pl}^{вх}}{\pi\rho^2\omega_0}$. Как видно на рис. 2, увеличение сред-

него радиуса собственного пучка интерферометра с 0,4 до 0,6 мм приводит к тому, что усиление TEM_{00} -волны начинает превалировать над усилением волны TEM_{10} . Подобного рода явления следует учитывать при расчете параметров активного интерферометра.

В заключение отметим, что в активном интерферометре вблизи порога самовозбуждения в случае очень слабых входных сигналов существенную роль в формировании типов колебаний и, следовательно, в насыщении усиления может играть накачка типов колебаний за счет спонтанных переходов. Фотографируя поперечное распределение поля спонтанного излучения, выходящего из активного интерферометра в отсутствие входного сигнала, нам удалось обнаружить характерные структуры, соответствующие поперечным типам колебаний резонатора (некоторые из них показаны на рис. 3). Эти структуры поля сохранялись с достаточной четкостью даже при заметном удалении от порога самовозбуждения (например, когда коэффициент отражения одного из зеркал был на 5% меньше порогового значения). Как видим, для конфигураций резонатора с малым радиусом пучков ($\rho \ll b$) в указанных структурах поля доминируют высшие типы колебаний (см. рис. 3). При достижении порога генерации появляется именно на этих типах. Отсюда можно сделать вывод, что конкуренция «допороговых» типов колебаний в этих условиях приводит к преимущественному усилению высших поперечных типов, как это имеет место и в режиме генерации [7].

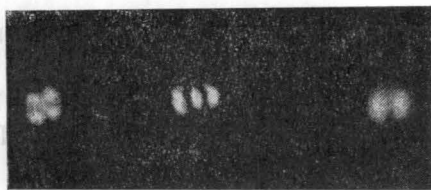


Рис. 3. Структуры поля спонтанного излучения

Автор выражает благодарность проф. Ф. А. Королеву и А. И. Одинцову за полезное обсуждение результатов работы, а также П. К. Сенаторову за помощь, оказанную при работе на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ф. А., Короленко П. В., Одинцов А. И., Феофилактова Т. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 4, 429, 1971.
2. Rigrod W. W. J. Appl. Phys., 34, 2602, 1963.
3. Глоге Д. «Квазиоптика». Доклады на Международном симпозиуме, 1966, стр. 280.
4. Привалов В. Е. «Оптика и спектроскопия», 28, 524, 1970.
5. Когельник Х. «Квазиоптика». Доклады на Международном симпозиуме, 1966, стр. 210.
6. Одинцов А. И., Лебедев В. В., Шафрановская И. В. ЖТФ, 39, 879, 1969.
7. Fox A. G., Li T. IEEE J. of Quantum Electronics, QE-2, 10, 774, 1966.

Поступила в редакцию
25.2 1971 г.

Кафедра
оптики

УДК 621.38.2029.6

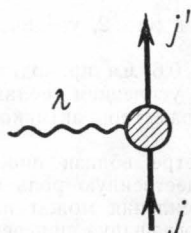
Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, М. ЮНУС АКБАРИ, В. А. ЭЛЬТЕКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ 3_1^- НА СТРУКТУРУ ОДНОЧАСТИЧНОГО СПЕКТРА В ЯДРЕ Rb^{209}

За последние годы появились работы [1, 2], в которых исследовалось влияние низколежащих коллективных состояний отрицательной четности на структуру дипольного резонанса в дважды магических ядрах. Из результатов, полученных в этих работах, следует, что связь состояний типа частица—дырка с низкими коллективными состояниями отрицательной четности играет существенную роль в формировании gross-структуры дипольного резонанса. Поэтому исследование влияния низколежащего состояния 3_1^- на одночастичный спектр в магических ядрах представляет большой интерес. В ряде работ [3—5] подобные исследования проведены на основе коллективной теории.

В настоящей работе исследуется влияние состояния 3_1^- на одночастичную структуру на основе микроскопической теории взаимодействия состояний типа одна частица с состоянием типа две частицы — одна дырка [2, 6].

Пусть



$$= (-1)^{j'+1/2} \left(\frac{2\lambda+1}{2j+1} \right)^{1/2} \sum_{i_1 i_2} \{ (-1)^{i_2+1/2} X_{i_1 i_2} + \\ + (-1)^{i_1+1/2} Y_{j_2 i_1} \} \langle \bar{J}_1 J_2 \lambda | V | \bar{J} J \lambda \rangle,$$

где $X_{i_1 i_2}$ и $Y_{j_2 i_1}$ — волновые функции коллективного состояния λ в приближении хаотических фаз; матричные элементы $\langle \bar{J}_1 J_2 \lambda | V | \bar{J} J \lambda \rangle$ рассчитывались по обычным формулам оболочечной модели [6]. Параметры δ -образного взаимодействия подбирались таким образом, чтобы приближение хаотических фаз давало правильную энергию 3_1^- .

Конкретное рассмотрение проведено для квазистационарных уравнений отрицательной четности ядра Rb^{209} [7] (см. табл. 1). Исследуется эффект зацепления квазистационарных уровней Rb^{209} за состояние более сложной природы типа $2p1h$, возможные конфигурации которых выписаны в табл. 1. Полученные результаты приведены в табл. 2.