УДК 534.222.2

**Ф. А. Живописцев, К. В. Шитикова**

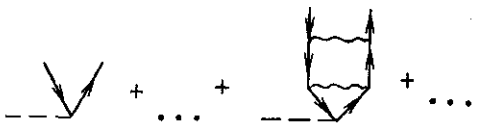
# МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СТРУКТУРЫ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Теоретическое и экспериментальное изучение высоковозбужденных состояний принадлежит к числу важных направлений ядерной физики, позволяющих получать интересные сведения о структуре и свойствах атомных ядер. Исследование высоковозбужденных состояний позволяет понять механизм перестройки ядра, изменение его свойств с ростом энергии возбуждения. В этом смысле фотоядерные реакции и высоковозбужденное состояние — гигантский дипольный резонанс представляются весьма интересными. За последние годы выяснено, что частично-дырочное приближение как в рамках модели оболочек [1], так и в рамках теории конечных Ферми-систем [2] недостаточно для описания экспериментальных данных с высоким разрешением.

Теория встречается с рядом трудностей, которые не могут быть разрешены допустимой вариацией параметров и выбором варианта сил: а) наблюдаемая структура сечения фотопоглощения значительно богаче, чем предсказывается теорией; б) расчетные ширины сильно отличаются от экспериментально наблюдаемых; в) теоретические спектры фотонуклонов оказываются более жесткими, чем наблюдаемые на опыте, и в рамках частично-дырочного приближения не находит объяснения статистический характер энергетических спектров.

В частично-дырочном варианте оболочечной модели не учитывается усложнение структуры ядерных состояний с ростом энергии возбуждения [3]. Необходимо учитывать связь частично-дырочных ($ph$) возбуждений с другими более сложными состояниями системы ($2p2h$, $3p3h$ и т. д.). В работе рассматривается микроскопическая теория специфических высоковозбужденных состояний атомных ядер — гигантских дипольных резонансов. Особое внимание уделяется влиянию сложных состояний различной природы на структуру гигантского резонанса и на характеристики фоторасщепления.

**Микроскопическая теория связи частицы и дырки с более сложными состояниями.** Сущность обычного частично-дырочного приближения в оболочечной модели можно представить теми графиками Фейнмана, которые учитываются в этом приближении:



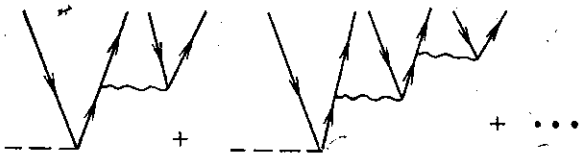
Из этих графиков можно видеть, что обычное $ph$-приближение соответствует точному учету рассеяния частицы и дырки. Математический учет

этого рассеяния осуществляется диагонализацией частично-дырочного гамильтониана:

$$H = H_0 + V_{ph}, \tag{1}$$

где $H_0$ — гамильтониан одночастичной модели оболочек и $V_{ph}$ — гамильтониан остаточного взаимодействия частицы с дыркой.

Выход за рамки частично-дырочного приближения должен, очевидно, состоять в том, чтобы наряду с процессом рассеяния квазичастиц учитывались процессы рождения новых квазичастиц, т. е. новых частиц и дырок. Графически такие процессы изображаются следующим образом:



Следовательно, чтобы учесть более сложные состояния, мы должны учесть процессы

Очевидно, что учет всех этих процессов представляет собой сложную задачу, решение которой дает, в сущности, точное решение проблемы многих тел. Поэтому практически приходится ограничиваться теми или иными приближениями. В простейшем *ph*-приближении модели оболочек гамильтониан (1) диагонализируется на базе состояний типа $|\bar{j}_1 j_2;\ JT\rangle$:

$$\langle \bar{j}_1 j_2;\ JT \mid H \mid \bar{j}_1' j_2';\ JT\rangle = \langle 0 \mid H \mid 0\rangle + \\ + E_{j_2} - E_{j_1} + \langle \bar{j}_1 j_2;\ JT \mid V_{ph} \mid \bar{j}_1' j_2';\ JT\rangle, \tag{3}$$

где $\bar{j}_1$, $j_2$, $J$ — моменты дырки, частицы и суммарный; $\langle 0|H|0\rangle$ — энергия вакуума, которая полагается равной нулю; $E_{j_1}$ и $E_{j_2}$ — одночастичные энергии, входящие как параметры, определяемые из эксперимента. В конкретных численных расчетах матричных элементов остаточное взаимодействие выбиралось в виде δ-сил:

$$V_{ph}(r_{12}) = g(1 - \alpha + \alpha\sigma_1\sigma_2)\,\delta(r_1 - r_2), \tag{4}$$

где $\alpha = 0{,}135$ (силы Сопера). Амплитуда $g$ парного остаточного взаимодействия подбирается по положению центра тяжести дипольных уровней. Сечение поглощения дипольного γ-кванта ядром (в *ph*-модели) определяется выражением

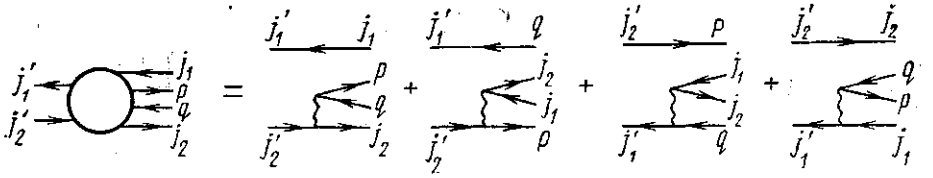
$$\sigma_{\text{погл.}} = \frac{4\pi^2 e^2}{\hbar c}\left|\sum_{j_1 j_2} C_{j_1 j_2}\langle \bar{j}_1 j_2;\ 11 \mid \sum_i 1/2\,\tau_{i3} z_i \mid 0\rangle\right|^2, \tag{5}$$

где $1/2\tau_{i3}$ — третья проекция изотопического оператора $i$-го нуклона, $C_{j_1 j_2}$ — коэффициенты разложения волновой функции гамильтониана (1).

Если теперь в разложении (2) ограничимся учетом связи с состояниями типа две частицы—две дырки, то в этом случае гамильтониан системы записывается в виде

$$H = H_0 + V_{ph} + V_{2p2h} + V_{ph,\,2p2h}, \tag{6}$$

где $V_{ph}$ — оператор $ph$ взаимодействия, $V_{2p2h}$ и $V_{ph,\,2p2h}$ — соответственно взаимодействие $2p2h$-состояний между собой и взаимодействие частично-дырочных состояний с состояниями типа $2p2h$, $H_0$ — гамильтониан нулевого приближения, т. е. гамильтониан невзаимодействующих частиц и дырок. Блок связи состояний $ph$ с $2p2h$ графически можно изобразить следующим образом:



+ обменные графики

или в аналитическом виде:

$$\langle \bar{j}_1 j_2 J', q p I;\ J \mid V \mid \bar{j}_1' j_2';\ J \rangle =$$

$$= \delta_{j_1 j_1'} (-1)^{J+J'+I+1} \cdot \sqrt{\hat{I}\hat{J}'} \cdot W(j_1' J' j_2' I;\ j_2 J) \langle \bar{q} p I \mid V \mid \bar{j}_2 j_2' I \rangle -$$

$$- \delta_{q j_1'} \sqrt{\hat{I}\hat{J}'}\, W(j_1' I j_2' J';\ p J) \langle \bar{j}_1 j_2 J' \mid V \mid \bar{p} j_2' J' \rangle +$$

$$+ \delta_{j_2 j_2'} (-1)^{J+J_1+j_1'+j_1'+1} \sqrt{\hat{I}\hat{J}'}\, W(j_2' J j_1 I;\ j_1' J') \langle \bar{q} p I \mid V \mid \bar{j}_1' j_1 I \rangle -$$

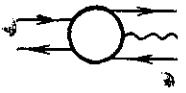
$$+ \delta_{j_2 p} (-1)^{J'+j_1+q} \sqrt{\hat{I}\hat{J}'}\, W(j_2' J q J';\ j_1' I) \cdot \langle \bar{j}_1 j_2 J' \mid V \mid \bar{j}_1' q J' \rangle, \tag{7}$$

где $\langle \bar{j}_1 j_2 J \mid V \mid \bar{j}_1' j_2' J \rangle$ — обычное частично-дырочное взаимодействие.

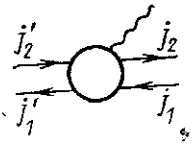
Отметим, что диагонализация гамильтониана (6) на базисе состояний $2p2h$ представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Число таких состояний велико (например, для $^{208}Pb \sim 10^5$). Поэтому необходимо дальнейшее ограничение используемого базиса. Важной задачей является выделение из всей совокупности более сложных состояний относительно небольшого числа опасных конфигураций, которые существуют наряду с частично-дырочными состояниями и сильно связаны с последними. Такие состояния будут формировать промежуточную структуру сечения фотопоглощения, в то время как оставшийся более многочисленный класс $2p2h$-состояний, по которым возможен распад входных состояний с последующим испусканием нуклонов в непрерывный спектр, обеспечивает уширение структурных линий в сечении.

Определенную ориентировку в отборе опасных $2p2h$-конфигураций можно получить, исходя из данных по неупругому рассеянию на атомных ядрах, например протонов. Если исходить из того, что частицу и дырку можно трактовать как две квазичастицы над остовом ядра, то проблема дополнительного запутывания движения частицы и дырки сводится к проблеме неупругого рассеяния частицы и дырки на остове ядра. Разумно считать, что наиболее существенную роль в этом процессе будут играть те состояния остова, которые наиболее сильно возбуждаются в обычном неупругом рассеянии нуклонов на атомных ядрах, т. е. низшие коллективные состояния $2^+$, $3^-$, $4^+$, $5^-$ и т. д.

Если мы ограничимся низколежащими состояниями, то наиболее важную роль в распределении частично-дырочных состояний по более сложным будут играть процессы



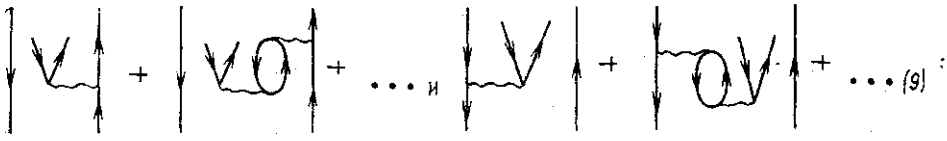
где волнистой линией изображено некоторое низколежащее коллективное состояние, сформированное на базисе частично-дырочных конфигураций. Матричный элемент взаимодействия $ph$-состояний с состояниями $ph$+коллективное возбуждение можно записать в виде




$$= \sum_{qp} C_{qp} \langle \bar{j}_1 j_2 J'; \; qpI; \; J \mid V \mid \bar{j}_1' j_2'; \; J \rangle, \qquad (8)$$

где $C_{qp}$ — коэффициенты в разложении волновой функции коллективного состояния по $ph$-конфигурациям.

Если рассматриваются низколежащие коллективные возбуждения, то для них будет существен учет корреляций в основном состоянии. Для изучаемых типов связи это будет означать учет следующих процессов:



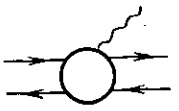

Учет корреляций в основном состоянии формально означает увеличение числа компонент волновой функции

$$C_{qp} \to X_{\bar{q}p}, \; Y_{\bar{p}q},$$

где амплитуды $X$ и $Y$ нормированы следующим образом:

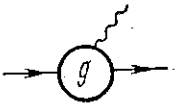
$$\sum_{qp} (|X_{\bar{q}p}|^2 - |Y_{\bar{p}q}|^2) = 1. \qquad (10)$$

Учет процессов (9) означает следующее изменение формулы (8):

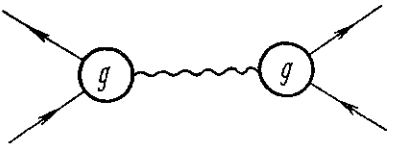


$$= \sum_{qp} (X_{\bar{q}p} + Y_{\bar{p}q}) \langle \bar{j}_1 j_2 J'; \bar{q}pI; J \mid V \mid \bar{j}'_1 j'_2; J \rangle. \quad (11)$$

Представляет интерес обсудить смысл формулы (11) в отношении степени учета взаимодействия между частицами. В теории Ферми-жидкости вводится блок [4]




представляющий собой полную совокупность графиков, переводящих частицу (дырку) в частицу (дырку) плюс коллективное состояние. Непосредственно этот блок в теории не вычисляется. Однако легко написать уравнение для этого блока, в которое входит обычное *ph* взаимодействие. С этой целью отметим, что блок $g$ является вычетом в полюсе полного четырехполюсника Г, отвечающего данному коллективному состоянию




Отсюда можно найти уравнение, которому удовлетворяет $g$:

$$g = \Gamma^{\omega} A g, \quad A = \frac{n_\lambda - n_{\lambda'}}{\varepsilon_\lambda - \varepsilon_{\lambda'} + \omega}, \quad (12)$$

$n_\lambda$ — числа заполнения, $\Gamma^{\omega}$ — перенормированное *ph* взаимодействие. Условие нормировки имеет вид

$$\sum_{\lambda\lambda'} g_{\lambda\lambda'} \frac{dA_{\lambda\lambda'}}{d\omega} g_{\lambda'\lambda} = -1. \quad (13)$$

Предположим, например, что мы изучаем эффекты зацепления за коллективное состояние $I = 3^-$. Убедимся теперь в том, что найденный согласно формуле (11) матричный элемент

$$\langle \bar{\lambda}\lambda' \mid V \mid 3^- \rangle$$

удовлетворяет уравнениям (12) и (13). В приближении хаотических фаз матричный элемент $\langle \bar{\lambda}\lambda' \mid V \mid 3^- \rangle$ записывается в виде

$$\langle \bar{\lambda}\lambda' \mid V \mid 3^- \rangle = \sum_{j_1 j_2} \{ \langle \bar{\lambda}\lambda' \mid V \mid \bar{j}_1 j_2 \rangle X_{\bar{j}_1 j_2} +$$
$$+ \langle \bar{\lambda}\lambda' \mid V \mid \bar{j}_2 j_1 \rangle Y_{\bar{j}_2 j_1} \} = g'_{\lambda\lambda'}.$$

где $|3^-\rangle$ — коллективное (низколежащее) октупольное состояние

$$|3^-\rangle = \sum_{j_1 j_2} \{X_{\bar{j}_1 j_2} \,|\, \bar{j}_1 j_2;\ 3^-\rangle + Y_{\bar{j}_2 j_1} \,|\, \bar{j}_2 j_1;\ 3^-\rangle\},$$

$|\bar{\lambda}\lambda'\rangle$ — частично-дырочное состояние с моментом $I=3^-$, т. е. $\lambda+\lambda'=3$. Амплитуды $X_{\bar{j}_1 j_2}$ и $Y_{\bar{j}_2 j_1}$ удовлетворяют уравнениям

$$X_{\bar{j}_1 j_2} = \frac{n_{j_1} - n_{j_2}}{\omega - (\varepsilon_{j_2} - \varepsilon_{j_1})} \sum_{j'_1 j'_2} \{\langle \bar{j}_1 j_2 \,|\, V \,|\, \bar{j}'_1 j'_2 \rangle X_{\bar{j}'_1 j'_2} +$$

$$+ \langle \bar{j}_1 j_2 \,|\, V \,|\, \bar{j}'_2 j'_1 \rangle Y_{\bar{j}'_2 j'_1}\} = \frac{n_{j_1} - n_{j_2}}{\omega - (\varepsilon_{j_2} - \varepsilon_{j_1})} g'_{\bar{j}_1 j_2}; \tag{14}$$

$$Y_{\bar{j}_2 j_1} = \frac{n_{j_2} - n_{j_1}}{\omega + (\varepsilon_{j_2} - \varepsilon_{j_1})} \sum_{j'_1 j'_2} \{\langle \bar{j}_2 j_1 \,|\, V \,|\, \bar{j}'_1 j'_2 \rangle \times$$

$$\times X_{\bar{j}'_1 j'_2} + \langle \bar{j}_2 j_1 \,|\, V \,|\, \bar{j}'_2 j'_1 \rangle Y_{\bar{j}'_2 j'_1}\} = \frac{n_{j_2} - n_{j_1}}{\omega + (\varepsilon_{j_2} - \varepsilon_{j_1})} g'_{\bar{j}_2 j_1}.$$

Из (14) следует, что

$$g'_{\bar{j}j'} = \sum_{j_1 j_2} \left\{ \langle \bar{j} j' \,|\, V \,|\, \bar{j}_1 j_2 \rangle \frac{n_{j_1} - n_{j_2}}{\omega - (\varepsilon_{j_2} - \varepsilon_{j_1})} g'_{\bar{j}_1 j_2} + \right.$$

$$\left. + \langle j j' \,|\, V \,|\, \bar{j}_2 j_1 \rangle \frac{n_{j_2} - n_{j1}}{\omega + (\varepsilon_{j_2} - \varepsilon_{j_1})} g'_{\bar{j}_2 j_1} \right\}.$$

Следовательно,

$$g' = \hat{V} A g'.$$

Таким образом, $g'$ удовлетворяет тому же самому уравнению, что и блок $g$ в теории Ферми-жидкости. Легко показать, что условие нормировки для $g'$ следует из нормировки амплитуд $X_{\bar{j}_1 j_2}$ и $Y_{\bar{j}_2 j_1}$ (10), которая совпадает с условием (13) в теории Ферми-жидкости.

В подавляющем большинстве работ матричные элементы рассчитываются по формулам обобщенной коллективной модели [5, 6]. С учетом связи с коллективными колебаниями поверхности высоковозбужденные дипольные состояния описываются гамильтонианом:

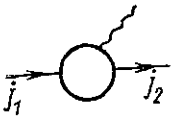
$$H = H_0 + V_{p\bar{h}} + H_s + V_s,$$

где $H_s$ — гамильтониан свободного поля фононов, $V_s$ — гамильтониан взаимодействия одночастичных степеней свободы с коллективными.

$$V_s = -\sum_i K(r_i) \sum_{\lambda\mu} \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{2\lambda+1}} (b_{\lambda\mu} + (-1)^\mu b^+_{\lambda-\mu}) Y_{\lambda\mu}(\theta_i \varphi_i), \tag{15}$$

где $K(r_i) = r_i \dfrac{\partial V(r_i)}{\partial r_i}$ — феноменологический формфактор, $\beta_\lambda$ — параметр деформации.

Интересно сравнить результаты, получаемые с помощью микроскопической теории с соответствующими результатами в рамках феноменологической теории. Для упрощения выкладок будем рассматривать не взаимодействие частично-дырочной пары с остовом ядра, а взаимодействие частицы с остовом. В этом случае матричный элемент связи в микроскопической теории будет иметь вид




$$= \langle j_2 I j_1 \mid V \mid j_1 0 j_1 \rangle =$$

$$= (-1)^{j_2+I-j_1} \sum_{qp} \langle \bar{q} p I \mid V \mid \bar{j}_2 j_1 I \rangle \sqrt{\frac{\hat{I}}{\hat{j}_1}} (X_{\bar{q}p} + Y_{\bar{p}q}) =$$

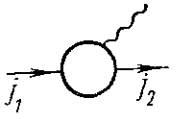
$$= \frac{g}{4\pi^2 r_0^3} (-1)^{j_2+I-2j_1+1/2} \sqrt{\hat{j}_2 \hat{j}_1} \langle j_2 1/2 j_1 - 1/2 \mid I 0 \rangle \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{\hat{j}_1}} \langle l_2 \mid K_м(r) l_1 \rangle, \qquad (16)$$

где роль феноменологического формфактора $K(r)$ в микроскопической теории играет функция

$$K_м(r) = \sum_{qp} [X_{\bar{q}p} + Y_{\bar{p}q}] \frac{A}{\sqrt{\hat{I}}} \langle q 1/2 p - 1/2 \mid I 0 \rangle R_{lq}(r) R_{lp}(r),$$

$R_l$ — радиальные (осцилляторные) функции, $r_0$ — осцилляторный параметр, $r_0 = 0{,}94 \sqrt{R^{1/3}}$, константа $A$ зависит от типа налетающей частицы, а также от изотопического спина ядра. Аналогично вышеизложенному в коллективной модели матричный элемент (16) взаимодействия одночастичных и коллективных степеней свободы можно записать в виде




$$= \langle j_2 I j_1 \mid V_s \mid j_1 0 j_1 \rangle =$$

$$= (-1)^I \frac{\beta_I}{\sqrt{\hat{I} \hat{j}_1}} \langle j_2 1/2 j_1 - 1/2 \mid I 0 \rangle \langle l_2 \mid K(r) \mid l_1 \rangle \langle j_2 \| Y_I \| j_1 \rangle, \qquad (17)$$

где

$$K(r) = r \frac{V_0 \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)}{a \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)\right]^2};$$

$V_0$, $a$, $R_0$ — обычные параметры диффузной потенциальной ямы. Сравнивая (16) и (17), можно установить соответствие между параметрами рассматриваемых моделей:

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{\hat{I}}}\beta_I \langle l_1 \mid K(r) \mid l_2 \rangle \sim G \langle l_1 \mid K_{\text{м}} \mid l_2 \rangle,$$

где $\langle l_1 | K(r) | l_2 \rangle$ и $\langle l_1 | K_{\text{м}} | l_2 \rangle$ — соответствующие радиальные интегралы от формфакторов, $G = g/4\pi^2 r_0^3$. Результаты расчетов для $^{208}$Pb (уровень $3^-$), которые мы считаем типичными, представлены в таблице. Для других ядер ($^{40}$Ca и $^{90}$Zr) результаты аналогичные [7].

Как видно из таблицы, матричные элементы в целом согласуются с точностью до 20%. Таким образом, при должном выборе параметров и согласовании формфакторов матричные элементы взаимодействия нуклона с остовом, рассчитанные для двух моделей, практически совпадают. Обратим внимание на то обстоятельство, что результаты сравнения моделей дают основание для обращения процедуры сравнения, т. е., полагая матричные элементы совпадающими и для других ядер, по известным параметрам одной модели можно определить неизвестные параметры другой.

| $^{208}$Pb Протоны | | | $^{208}$Pb Нейтроны | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $n_1 l_1 n_2 l_2$ | $\langle n_1 l_1 \mid K_{\text{м}} \mid n_2 l_2 \rangle$ | $\langle n_1 l_1 \mid K \mid n_2 l_2 \rangle$ | $n_1 l_1 n_2 l_2$ | $\langle n_1 l_1 \mid K_{\text{м}} \mid n_2 l_2 \rangle$ | $\langle n_1 l_1 \mid K \mid n_2 l_2 \rangle$ |
| 1h 1i | 1,125 | 1,05 | 1i 1j | 1,03 | 0,91 |
| 1h 2g | 0,435 | 0,585 | 1i 2h | 0,24 | 0,29 |
| 1i 2f | 0,81 | 1,10 | 1i 3f | 0,08 | 0,07 |
| 2f 2g | 0,88 | 0,89 | 1j 2g | 0,59 | 0,65 |
| 2f 3d | 0,645 | 0,79 | 2g 2h | 0,56 | 0,50 |
| 2f 4s | 0,47 | 0,55 | 2g 4p | 0,07 | 0,12 |
| 2g 3p | 0,93 | 0,79 | 2h 3d | 0,41 | 0,46 |
| 2g 4s | 0,60 | 0,65 | 3d 3f | 0,38 | 0,34 |
| 3p 3d | 0,64 | 0,73 | 3d 4p | 0,31 | 0,24 |
| 3d 4s | 0,515 | 0,59 | 3f 4s | 0,48 | 0,35 |

В работе развита микроскопическая теория промежуточной структуры гигантских резонансов в ядерных реакциях, учитывающая связь частично-дырочных состояний с состояниями более сложной природы: $2p2h$, $3p3h$ и т. д. Показано, что из большого числа $2p2h$ состояний сильно связанными с частично-дырочными будут состояния типа частица-дырка, построенные над коллективным состоянием. Конкретные численные результаты [8, 9] показывают, что учет низших коллективных возбуждений позволяет качественно описать промежуточную структуру гигантских резонансов и энергетические спектры нуклонов во многих отношениях лучше, чем в расчетах с использованием частично-дырочного приближения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Живописцев Ф. А., Шитикова К. В. «Ядерная физика», 1972, **16**, 42.
2. Камерджиев С. П. «Ядерная физика», 1973, **18**, 751.
3. Соловьев В. Г. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, **35**, 66.
4. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965.

5. Danos S., Greener W. „Phys. Rev.", 1964, **134B**, 284.
6. Semenco S. F. „Phys. Lett.", 1964, **13**, 157.
7. Живописцев Ф. А., Лукашов А. В., Эльтеков В. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1973, **14**, № 2, 201.
8. Zhivopistsev F. A., Lukashov V. A. et al. „Czech. J. Phys.", 1972, **B22**, 883.
9. Живописцев Ф. А., Шитикова К. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1978, **19**, № 3, 28.

НИИЯФ

Поступила в редакцию
02.06.77

УДК 539.12:530.145

**В. А. Ильин**

# ЛОКАЛЬНЫЕ СЕТИ АЛГЕБР НАБЛЮДАЕМЫХ ДЛЯ СВОБОДНОГО СКАЛЯРНОГО ЗАРЯЖЕННОГО ПОЛЯ

Основной задачей канонического подхода в квантовой теории поля является нахождение уравнений динамики для наблюдаемых (или для более общих объектов — полей). Однако точные динамические уравнения в релятивистской квантовой теории неизвестны. Поэтому представляет большой интерес изучение наиболее общих свойств всей совокупности наблюдаемых. Алгебраическая формулировка квантовой теории и связана с таким подходом. В ней исходят из того, что наблюдаемые в эксперименте величины можно описывать алгебраически, т. е. можно складывать и перемножать [1]. На алгебры наблюдаемых налагаются условия, имеющие ясный физический смысл, типа условий локальности, релятивистской ковариантности, положительности энергии, полноты и т. д. В результате получается набор аксиом алгебраического подхода, нетривиальный с математической точки зрения. Для изучения алгебр наблюдаемых применяется мощный математический аппарат алгебр фон Неймана и $C^*$-алгебр [1, 2].

Однако, как и в других аксиоматических схемах, в алгебраическом подходе нет нетривиальной модели в четырехмерном пространстве-времени. Довольно хорошо изучен случай без взаимодействия [1, 3, 4]. Но уже в случае свободного поля возникают нетривиальные моменты, большинство из которых связано с выяснением математической структуры алгебр наблюдаемых. Решению одного из таких вопросов и посвящена работа. Всегда полезно уметь задавать алгебры наблюдаемых, исходя из какого-то набора операторов (образующих). Причем из физических соображений ясно, что множество таких операторов должно быть по крайней мере счетным. А любой элемент алгебры наблюдаемых должен быть (по аналогии с классической и квантовой механикой) функцией от этих операторов или какой-то математической операцией, заменяющей понятие функции в случае некоммутативной алгебры. Обычно же алгебры наблюдаемых в случае заряженного поля определяются, исходя из объекта значительно более широкого, а именно полевой алгебры. В работе в случае заряженного скалярного свободного поля найдено указанное выше множество операторов—образующих. Причем в качестве этого множества можно брать счетное множество операторов.