Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 6 — 1966

УДК 539.12.01

В. Б. ГОСТЕВ

ПЕРЕНОРМИРОВКИ В МОДЕЛИ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ С ТРЕМЯ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

Проведена перенормировка констант связи и операторов тяжелых частиц в простой модели квантовой теории поля с тремя типами фиксированных частиц, взаимодействующих путем обмена релятивистскими бозонами. Обнаружена неаналитическая зависимость перенормированной константы связи λ_1 от «внутренней» постоянной связи λ_{02}. Найдена область допустимых значений перенормированных констант связи при заданном обрезающем импульсе (энергии).

1. В предыдущей статье [1] в модели с тремя видами тяжелых частиц (тремя внутренними степенями свободы) были найдены два типа одночастичных состояний в секторе (1, 2) и произведена перенормировка массы A-частицы, точнее $|A)$-состояния. Данная работа является продолжением [1] и в ней используются те же обозначения.

Рассматривая модель с гамильтонианом ([1], (3)) — обобщение модели Ли — может быть перенормирована такими же приемами как и модель Ли [2]. Однако в процессе перенормировки были обнаружены существенные отличия. Они будут разобраны в настоящей статье.

Перенормировка постоянной связи λ_{02} полностью совпадает с перенормировкой постоянной связи в модели Ли, а перенормировка λ_{01} своеобразна.

2. Предварительно введем в нашей модели более простое приближение, по-прежнему, однако, отличное от теории возмущений.

Выражения для волновой функции ([1], (30)) и ([1], (31)) и массовое уравнение ([1], (32)) довольно громоздки и могут быть существенно упрощены, если ограничиться приближением малых значений обрезающего импульса k_0 и медленно меняющихся при $k=0$ подынтегральных выражений, когда с запасом выполнено неравенство $x<\beta$. В этом случае все встречающиеся интегралы можно заменить приближенно значениями подынтегрального выражения при $k=0$, умноженными на $\int f^2(k)dk$. Это существенно упрощает результаты, не меняя их качественно. Похожие приближения использовались для определения зависимости констант перенормировки от различных параметров, исследования отрицательных вероятностей, решения модели Ли в высших секторах [3], [4].

Масштаб единиц постоянных связи выберем так, что

$$\frac{1}{2}\gamma_{0i}\int f^2(k)\,dk = {}'\gamma_{0i}, \quad i = 1,\ 2, \tag{1}$$

а штрих у $'\gamma_{0i}$, $'\lambda_{0i}$ в дальнейшем опускаем.

В этом приближении (назовем его нулевым) в отличие от употреблявшегося в [1] первого приближения запишем

$$\varphi(k) = -\lambda_{02}\frac{1}{g}u(k), \tag{2}$$

$$\varphi_1(k) = -\lambda_{01}\frac{c}{s}u(k), \tag{3}$$

где

$$u(k) = \frac{f(k)}{\sqrt{2}},$$

$$s = ac - \gamma_{02}\frac{\Delta}{g},$$

$$a = a(0) = \alpha - m_A,$$

$$c = c(0) = \beta - m_A,$$

$$g = g(0) = m_C + 1 - m_B.$$

$$\Delta = m_A + m_C - 2m_B;$$

$$\varphi_2(k, l) = -\sqrt{2}\lambda_{01}\lambda_{02}\frac{1}{s}u(k)u(l); \tag{4}$$

$$\zeta = 2m_B - m_C.$$

Массовое уравнение становится алгебраическим уравнением третьей степени

$$m_{A0} - x = \gamma_{01}\frac{\alpha - x}{\left[(\alpha - x)\left(\beta + \frac{\gamma_{02}}{g} - x\right)\right] - 2\gamma_{02}}$$

и качественно обладает почти всеми особенностями уравнения ([1] (32)), но линия полюсов $s=0$ расположена на плоскости γ_{02}, x правее кривой ([1)] (34)) так, что

$$\gamma_{02}'' = 0$$

и, следовательно, состояний типа 1-й и 2-й строки таблицы статьи [1] в этом приближении нет.

Волновая функция $\varphi_1(\gamma_{02}, x, k)$ при переходе значений параметров x, γ_{02} через линию полюсов меняет знак, но не имеет нулей. Во всех дальнейших выкладках будем считать фиксированной энергию $|A)$-состояния $m_A = x$, а не m_{A0}.

3. Определим нормировочные постоянные Z_A и Z_B. Из условий нормировки ([1] (9)) и формул (2), (3), (4) легко найти

$$Z_B^{-1} = 1 + \gamma_{02}\frac{1}{g^2}, \tag{5}$$

$$Z_A^{-1} = 1 + \gamma_{01}\frac{1}{s^2}(c^2 + 2\gamma_{02}), \tag{6}$$

Z_B и Z_A совпадают с постоянными перенормировки операторов тяжелых частиц $B(p)$ и $A(p)$, так как в нашей модели взаимодействие не меняет вакуума $|0> = |0)$ [5], [6]:

$$A_R(p) = Z_A^{-1/2} A(p), \ B_R(p) = z_B^{-1/2} B(p),$$

где $A_R(p)$, $B_R(p)$ — перенормированные операторы.

Зависимость перенормированной константы связи λ_2 от неперенормированной λ_{02} в нулевом приближении остается такой же, как и в точной модели Ли:

$$\gamma_2 = \gamma_{02}\left(1 + \gamma_{02}\frac{1}{g^2}\right)^{-1}, \ \gamma_2 = \lambda_2^2. \tag{7}$$

Постоянная Z_A, как функция γ_{01} при фиксированных γ_{02}, x, убывает с ростом γ_{01} от $0 < Z_A(0, \gamma_{02}, x) < 1$ до нуля точно так же, как и Z_B в зависимости от γ_{02} [2]. Интереснее поведение Z_A как функции γ_{02} и x. Из формулы (6) заметим, что при $-\infty < x < \beta$

$$\left.\frac{\partial Z_A}{\partial \gamma_{02}}\right|_{\gamma_{02}=0} < 0,$$

т. е. при включении внутреннего взаимодействия ([1] (2)) вначале вклад $|A>$ в $|A)$ уменьшается. С увеличением γ_{02} $Z_A(\gamma_{02}, x)$ проходит через минимум и возрастает до предельного значения

$$\lim_{\gamma_{02}\to\infty} Z_A(\gamma_{02}, x) = 1, \tag{8}$$

причем при $x < \zeta$ $0 < (Z_A)_{\min} < 1$, а для $\beta > x > \zeta$, $(Z_A)_{\min} = 0$, минимум (нуль второго порядка) достигается при

$$\gamma_{02} = \gamma_{02}'(x) = \frac{gac}{\Delta},$$

где $\gamma_{02}'(x)$ лежит на линии полюсов. Если рассматривать зависимость Z_A от перенормированной постоянной связи (7), то качественно зависимость $Z_A(\gamma_2)$ такая же, как и $Z_A(\gamma_{02})$.

Для $x > \zeta$

$$Z_A(\gamma_2') = 0,$$

где

$$\gamma_2' = \gamma_2(\gamma_{02}') = \frac{acg^2}{g\Delta + ac};$$

$$Z_A(\gamma_{2k}) = 1 \text{ при } \gamma_2 = \gamma_{2k} = \gamma_2(\infty) = g^2,$$

где γ_{2k} — критическое значение перенормированной константы γ_2 [2]. При $\gamma_2 > \gamma_{2k}$ $Z_A > 1$, однако нормировка $|A)$-состояния ([1] (9)) сохраняется, так как вклад $|B, \theta\rangle$-состояния в норму $|A)$ будет отрицательным [2]. Следовательно, поведение $Z_A(\gamma_{02})$ существенно отличается от поведения Z_V, аналога Z_A в модели Ли.

4. После перенормировки операторов $A(p)$ и $B(p)$ можно перейти к перенормировке константы связи λ_{01}.

Перенормировка λ_{01} осуществляется как и во многих модельных теориях [7], [8] с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \langle B(p)|j|A(q)\rangle &= \lambda_{01}\delta(p-q), \\ (B(p)|j|A(q)) &= \lambda_1\delta(p-q), \end{aligned} \tag{9}$$

где

$$j = \int dp\, [\lambda_{01} (A^*(p) B(p) + \text{э. с.}) + \lambda_{02} (B^*(p) C(p) + \text{э. с.})].$$

Равенства (9) являются естественным определением перенормированной λ_1, и полученная с их помощью λ_1 совпадает, согласно известным результатам квантовой теории поля в шредингеровском представлении [5], [6], с константой связи, перенормированной более физическим способом — путем рассмотрения амплитуды рассеяния θ-частицы на B-частице.

Из соотношения (9) и ([1] (7)), ([1] (8)) находим

$$\lambda_1 = Z_A^{\frac{1}{2}} Z_B^{\frac{1}{2}} \left(\lambda_{01} + \lambda_{02} \int \varphi(k)\, \varphi_1(k)\, dk\right), \tag{10}$$

что дает в нулевом приближении:

$$\lambda_1 = \lambda_{01} Z_A^{\frac{1}{2}} Z_B^{\frac{1}{2}} \left(1 + \gamma_{02} \frac{c}{gs}\right).$$

Сравнивая это выражение с общим правилом перенормировки вершинной части [9]

$$\lambda_1 = \lambda_{01} Z_A^{\frac{1}{2}} Z_B^{\frac{1}{2}} Z^{-1}, \tag{11}$$

получаем

$$Z^{-1} = 1 + \gamma_{02} \frac{c}{g^2}, \tag{12}$$

где постоянная перенормировки A, B, θ-вершины Z не зависит от λ_{01}. Этот результат, как видно из формул (10), ([1] (10)) и интегрального уравнения ([1]—(16)) не зависит от примененного приближения и подчеркивает отмеченную в [1] иерархию взаимодействий ([1] (1)) и ([1] (2)) в отличие от равноправных взаимодействий в модели Рюигрока — Ван-Хова (см. [8]).

Методом, аналогичным примененному в разделе 4 статьи [1], можно показать, что в случае, когда бозоны, осуществляющие взаимодействия ([1] (1)) и ([1] (2)), нетождественны $Z \equiv 1$ как и в модели Ли [10].

Подставив значения Z_B, Z_A и Z — (5), (6) и (12) в выражение (11) после преобразований получим

$$\lambda_1 = -\lambda_{01} \frac{a\left(c + 2\frac{\gamma_{02}}{g}\right) \varepsilon(\gamma_{02} - \gamma_{02}')}{\left(1 + \gamma_{02} \frac{1}{g^2}\right)^{\frac{1}{2}} [1 + \gamma_{01}(c^2 + 2\gamma_{02})]^{\frac{1}{2}}}$$

и

$$\gamma_1 = \lambda_1^2 = \gamma_{01} \frac{a^2 \left(c + 2\frac{\gamma_{02}}{g}\right)^2}{\left(1 + \gamma_{02}\frac{1}{g^2}\right) [1 + \gamma_{01}(c^2 + 2\gamma_{02})]}, \tag{13}$$

где

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} -1, & -\infty < x < 0, \\ +1, & 0 < x < \infty. \end{cases}$$

Появление множителя $\varepsilon(\gamma_{02} - \gamma_{02}')$ вызвано тем, что полюс z^{-1} при $\gamma_{02} =$

$= \gamma_{02}'$ компенсирует нуль положительной величины $Z_A^{\frac{1}{2}}$ только с точностью до знака — своеобразный аналог тождества Уорда в квантовой электродинамике [9], отличающийся от аналога этого тождества в модели Рюигрока—Ван-Хова [11] скачком λ_1.

Для $x > \zeta$ при $\gamma_{02} = \gamma_{02}'$ знак перенормированной константы связи λ_1 становится противоположным знаку неперенормированной λ_{01}, а модуль λ_1 не меняется. При $x < \zeta$ по формуле (8) $\gamma_{02}' < 0$, множитель $\varepsilon(\gamma_{02} - \gamma_{02}')$ не «работает» и зависимость λ_1 от γ_{02} остается аналитической.

Предыдущие рассуждения показывают, что скачок λ_1 не зависит от рассматриваемого нулевого приближения и вызван только существованием собственного значения у ядра интегрального уравнения ([1] (22)), точнее число скачков знака λ_1 равно числу собственных значений этого ядра — числу связанных B—θ-состояний.

Покажем, что знак $\frac{\lambda_1}{\lambda_{01}}$ меняется только из-за множителя $\varepsilon(\gamma_{02} - \gamma_{02}')$ и $\lambda_1 \neq 0$ при $0 < \gamma_{02} < \infty$, т. е. внутреннее взаимодействие ([1] (2)) не может выключить внешнее взаимодействие ([1] (1)). Для этого достаточно убедиться, что $Z^{-1}(\gamma_{02})$ не имеет корней, так как $Z_A^{\frac{1}{2}}$ и $Z_B^{\frac{1}{2}}$ всегда положительны. Но $Z^{-1}(\gamma_{02}) \neq 0$ потому, что при $x < \zeta$, $\frac{dZ^{-1}}{d\gamma_{02}} < 0$, а $\lim\limits_{\gamma_{02}\to\infty} Z^{-1} = -\frac{2a}{\Delta} > 0$ и, следовательно, корней нет; при $x > \zeta$, $\frac{dZ^{-1}}{d\gamma_{02}} > 0$, $Z^{-1}(0) = 1$ и в интервале $0 < \gamma_{02} < \gamma_{02}'$ корней нет, а в интервале $\gamma_{02}' < \gamma_{02} < \infty$ корней тоже нет, так как $\lim\limits_{\gamma_{02}\to\gamma_{02}'+0} Z^{-1} = -\infty$, $\lim\limits_{\gamma_{02}\to\infty} Z^{-1} = -\frac{2a}{\Delta} < 0$. Ниже этот результат будет доказан в первом приближении.

Знак λ_1 влияет на высшие приближения теории возмущений амплитуды рассеяния B-частицы на A-частице [8].

5. Как известно, в модели Ли интервалом допустимых значений квадрата перенормированной константы связи служит отрезок

$$0 < \gamma_2 < \gamma_{2k} \, (0 < \gamma_{02} < \infty), \quad \gamma_{2k} \to 0 \text{ при } f(k) \to 1 \ [2].$$

С помощью формулы (13) можно определить область допустимых значений γ_1 и γ_2 для нашей модели, как область, ограниченную максимальным значением $\gamma_1 - \gamma_{1M}$ при фиксированном значении $\gamma_2(\gamma_{02})$, осями γ_2 и γ_1 и прямой $\gamma_2 = \gamma_{2k}$, на которой $Z_B = 0$ [2], $Z_A = 1$.

Так как максимальное значение γ_1 достигается при $\gamma_{01} = +\infty$, то с учетом зависимости (8) получаем

$$\gamma_{1M} = \frac{a^2(g^2c + \Delta\gamma_2)^2}{g^2[g^2c^2 + \gamma_2(2g^2 - c^2)]}. \tag{14}$$

На этой линии $Z_A = 0$.

Если значения γ_1, γ_2 лежат вне описанной области, то гамильтониан взаимодействия ([1] (3)) становится неэрмитовым, а λ_{01} или λ_{02} — мнимыми, появляются «призрачные» состояния, которые в настоящей статье не рассматриваются.

Анализ формулы (14) показывает, что предельными значениями γ_{1M} как функции γ_2 является $\gamma_{1M}(0) = \gamma_{1k} = a^2$ и $\gamma_{1M}(\gamma_{2k}) = 2a^2 = 2\gamma_{1k}$, где γ_{1k} — критическое значение γ_1 при выключенном взаимодействии ([1] (2)).

При $x < \zeta\gamma_{1M}(\gamma_2)$ монотонно возрастает и имеет минимум $(\gamma_{1M})_{\min} > 0$ при $x > \zeta$, т. е. в первом случае включение взаимодействия ([1] (2)) увеличивает допустимые значения константы связи взаимодействия ([1] (1)), а во втором случае сначала уменьшает, а затем увеличивает.

Отношение критических значений $\frac{\gamma_{1k}}{\gamma_{2k}}$ монотонно возрастает от 0 до ∞ с ростом x от $-\infty$ до β, причем для $x = \zeta$, $\gamma_{1k} = \gamma_{2k}$.

Если с помощью подстановки (1) вернуться к размерным константам связи, то можно заметить, что с ростом k_0 размеры рассмотренной области уменьшаются пропорционально k_0^3, так как

$$\int f^2(k)\,dk \sim k_0^3$$

для малых k_0 независимо от конкретного вида формфактора.

6. Полностью аналогичное исследование перенормировок было проведено и в первом приближении. Качественно полученные результаты совпадают с результатами нулевого приближения, за исключением существования области, ограниченной осями γ_2, γ_1, кривой $\gamma_{1M}(\gamma_2)$ и прямой $\gamma_2 = \gamma_2'' = \gamma_2(\gamma_{02}'') < \gamma_{2k}$, где одночастичные состояния сектора (1, 2) могут быть только типа Ч. Однако формулы становятся гораздо более громоздкими, и поэтому мы не будем приводить их здесь полностью.

Докажем только отсутствие корней у постоянной перенормировки Z^{-1}. Из равенств (10), (11) находим

$$Z^{-1} = 1 + \frac{\lambda_{02}}{\lambda_{01}} \int dk\varphi(k)\,\varphi_1(k),$$

откуда с помощью ([1] (10)) и ([1] (30)) получаем

$$Z^{-1} = 1 + \gamma_{02} \int \frac{dku^2(k)}{g(k)\,b(k)} \left[1 + \gamma_{02} G(\gamma_{02}, x) \frac{1}{c(k)}\right].$$

Используя определение ([1] (31)), приводим Z^{-1} к виду

$$Z^{-1} = \frac{1 + \gamma_{02}[F_1(\gamma_{02}, x) - T(\gamma_{02}, x)] + \gamma_{02}^2 [F(\gamma_{02}, x)\,T_1(\gamma_{02}, x) - F_1(\gamma_{02}, x)\,T(\gamma_{02}, x)]}{1 - \gamma_{02} T(\gamma_{02}, x)},$$

где

$$F_1(\gamma_{02}, x) = \int \frac{dku^2(k)}{b(\gamma_{02}, k, x)\,g(k)};$$

$$T_1(\gamma_{02}, x) = \int \frac{dku^2(k)}{b(\gamma_{02}, k, x)\,c(k, x)\,g(k)},$$

остальные функции определены в [1].

Для отсутствия корней Z^{-1} из-за монотонного изменения знаменателя достаточно отсутствия корней у числителя, но все слагаемые числителя положительны. Действительно,

$$F_1 - T = \int \frac{dk\,u^2(k)}{b(k)} \left(\frac{1}{g(k)} - \frac{1}{c(k)}\right) = a(0) \int \frac{dk\,u^2(k)}{b(k)\,c(k)\,g(k)} > 0,$$

$$FT_1 - F_1T = \int \frac{dk\,u^2(k)}{b(k)} \int \frac{dl\,u^2(l)}{g(l)\,b(l)\,c(l)} - \int \frac{dk\,u^2(k)}{g(k)\,b(k)} \int \frac{dl\,u^2(l)}{b(l)\,c(l)} =$$

$$= \int \frac{dl\,u^2(l)}{b(l)\,c(l)} \left\{\int \frac{dk\,u^2(k)}{g(k)\,b(k)} \left[\frac{g(k)}{g(l)} - 1\right]\right\} = \int \frac{dk\,dl\,u^2(k)\,u^2(l)}{g(k)\,b(k)\,b(l)\,c(l)} \left[\frac{g(k)}{g(l)} - 1\right] =$$

$$= \frac{1}{2}\int \frac{dk\,dl\,u^2(k)\,u^2(l)}{b(k)\,b(l)\,g(k)\,g(l)\,c(k)\,c(l)}[g(k)-g(l)]\,[c(k)-c(l)] =$$

$$= \int \frac{dk\,dl\,u^2(k)\,u^2(l)\,[\omega(k)-\omega(l)]^2}{b(k)\,b(l)\,c(k)\,c(l)\,g(k)\,g(l)} > 0.$$

При $k_0 \to \infty$ область допустимых значений γ_1, γ_2 стягивается к началу координат.

7. Результаты предыдущих пунктов показывают, что рассматриваемая модель полностью ренормируема. Для перенормировки достаточно ввести пять постоянных, из которых четыре — δm_A, Z_A, δm_B, Z_B аналогичны δm_V, Z_V модели Ли, а пятая — Z такого аналога не имеет.

В первом приближении при $k_0 \to \infty$ постоянные перенормировки Z_B^{-1}, Z_A^{-1}, Z^{-1} расходятся только логарифмически, как и постоянная перенормировки Z_V^{-1} в модели Ли [2]. И хотя первое приближение не применимо при $k_0 \to \infty$, в силу достаточности, а не необходимости условия ([1] (23)), естественно ожидать, что характер расходимости постоянных перенормировки не изменится при переходе к точному решению уравнения ([1] (16)), т. е. расходимости останутся логарифмическими.

С помощью перенормированных операторов и постоянных связи можно записать гамильтониан и перестановочные соотношения для нашей модели в перенормированном виде

$$H = H_0 + H_I + \delta H,$$

$$H_0 = m_A Z_A \int dp\, A_R^*(\underline{p})\, A_R(\underline{p}) + m_B Z_B \int dp\, B_R^*(p)\, B(p) +$$

$$+ m_C \int dp\, C^*(\underline{p})\, C(\underline{p}) + \int dk\, \omega(k)\, a^*(\underline{k})\, a(\underline{k}),$$

$$H_I = \lambda_1 Z \int dk\, u(k) \int dp\, [A_R^*(p)\, B_R(p-\underline{k})\, a(\underline{k}) + \text{э. с.}] +$$

$$+ \lambda_2 \int dk\, u(k) \int dp\, [B_R^*(p)\, C(p-k)\, a(\underline{k}) + \text{э. с.}],$$

$$\delta H = -\delta m_A Z_A \int dp\, A_R^*(\underline{p})\, A(\underline{p}) - \delta m_B Z_B \int dp\, B_R^*(\underline{p})\, B_R(\underline{p});$$

$$[A_R(\underline{p})\, A_R^*(\underline{p}')]_+ = Z_A^{-1}\delta(\underline{p}-\underline{p}'),$$

$$[B_R(\underline{p})\, B_R^*(\underline{p}')]_+ = Z_B^{-1}\delta(\underline{p}-\underline{p}'),$$

остальные перестановочные соотношения не меняются.

8. Таким образом, в [1] и настоящей статье показано, что даже на первый взгляд небольшое видоизменение модели Ли приводит к ряду интересных новых следствий: появлению двух типов одночастичных состояний, нетривиальной перенормировке постоянной связи λ_1, неаналитической зависимости λ_1 от λ_{02}. Эти результаты можно получить, только используя приближения, отличные от теории возмущений (разложения по γ_{02}). Поэтому имеет смысл дальнейшее исследование рассмотренной модели вне рамок теории возмущений и ее обобщение на случай n тяжелых частиц.

Автор приносит глубокую благодарность В. И. Григорьеву за постоянное внимание к этой работе и А. Р. Френкину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гостев В. Б. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 5, 48, 1966.
2. Kallen G., Pauli W. Kgl Danske Videnskab Selskab, Mat. Phys. Medd., **30**, No. 7, 1955 («Успехи физ. наук», **60**, 425, 1956).
3. Barton G. Nuovo Cim., **17**, 864, 1960.
4. Scarfone L. M. Nuovo Cim., **34**, 1185, 1964.
5. Frazer W. R., Van. Hove L. Physica, **24**, 137, 1958. (Вопросы квантовой теории многих тел. М., ИЛ, 1959, стр. 159).
6. Браун М. ЖЭТФ, **39**, 737, 1960.
7. Haber—Schaim U., Thirring W. Nuovo Cim., **2**, 100, 1955.
8. Ruijgrok T. W. Physica, **24**, 185, 1958.
9. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М., Физматгиз, 1959.
10. Умэдзава Х. Квантовая теория поля. М., ИЛ, 1958.
11. Ruijgrok T. W., Van Hove L. Physcia, **22**, 880, 1956.

Поступила в редакцию
23. 4 1965 г.

Кафедра
квантовой теории

Примечание

После того, как статья была сдана в редакцию в работе Гостева В. Б. и Френкина А. Р. ДАН **169**, 1300, 1966 было найдено точное решение для модели, рассмотренной в [1] и в настоящей статье. Все качественные выводы [1] и настоящей статьи подтверждаются точным решением. Кроме того, модель рассматривалась в работах Bronzan J. B. Phys. Rev., **139**, B751, 1965; Abarbanel H. D., Gilman F. J. Phys. Rev., **144**, 1355, 1966; Гостев В. Б., Френкин А. Р. ДАН, **170**, № 4, 1966.