УДК 539.123:539.171

Б. К. КЕРИМОВ, М. Я. САФИН, С. Х. БУЗАРДАН (Ливан)

О ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ СЛАБЫХ ТОКОВ В ГЛУБОКОНЕУПРУГОМ НЕЙТРИНО(АНТИНЕЙТРИНО)-НУКЛОННОМ РАССЕЯНИИ

Открытие в 1973 г. взаимодействия слабых нейтральных токов (СНТ) явилось серьезным экспериментальным доказательством неполноты стандартной $V-A$-теории заряженных токов. Развернувшаяся дискуссия охватила многие стороны физики нейтрино, и в частности, вопрос * о феноменологической структуре СНТ и о связи спиральных свойств нейтрино со структурой и типом взаимодействия [1—6]. Что касается статуса слабых заряженных токов (СЗТ), то увеличение числа наблюдаемых (или предполагаемых) внутренних адронных симметрий (цвет, шарм) привело к соответствующему увеличению числа компонент полного СЗТ, $V-A$-структура которого оставалась долгое время вне сомнений. Хотя появившиеся в 1975 г. сообщения о наличии больших аномалий в глубоконеупругом $\bar{\nu}N$-рассеянии не подтвердились (см. обзор [7]), они привлекли внимание к возможному отличию структуры заряженных токов от общепринятой. При этом в силу известного предпочтения, отдаваемого языку калибровочных моделей, левовинтовой $V-A$-адронный ток чаще всего дополнялся своим партнером — правовинтовым $V+A$-адронным током с тем или иным кварковым содержанием [8]. Отметим, что попытка выявить отклонения от $V-A$-теории в нейтринных реакциях была предпринята [9] еще до открытия СНТ. Эта проблема, наряду с вопросом о роли интерференции взаимодействий СНТ и СЗТ в лептонных процессах, обсуждалась в [1, 2, 4].

В данной работе в качестве развития [4] получены общие выражения для сечений элементарных нейтрино- и антинейтрино-кварковых взаимодействий как без учета, так и с учетом масс начального или конечного или обоих кварков. В рамках четырехкварковой модели с эффективными гамильтонианами (S, P, T, V, A)-взаимодействий СЗТ и СНТ найденные формулы применены к описанию глубоконеупругого нейтрино-нуклонного рассеяния. С помощью имеющихся экспериментальных данных [10, 12] сделаны численные оценки феноменологических констант различных вариантов связи токов, причем использованы кварковые функции распределения, рассчитанные в рамках асимптотически свободных калибровочных теорий [11] и достаточно хорошо описывающие наблюдаемые отклонения от бьеркеновского скейлинга в глубоконеупругом электророждении.

1. Будем предполагать стандартное (ГИМ) распределение кварков по изотопическим мультиплетам (цветовые степени свободы несу-

* Цитируемая литература далеко не исчерпывает список работ в данном направлении.

щественны)

$$\begin{pmatrix} u \\ d\cos\theta_c + s\sin\theta_c \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ -d\sin\theta_c + s\cos\theta_c \end{pmatrix},$$

где θ_c — угол Каббибо. Тогда заряженный ток выражается через кварковые поля следующим образом:

$$J^{(v)}_{\text{зар}} = J^{(\Delta c=0)}_{\text{зар}} + J^{(\Delta c=1)}_{\text{зар}} = [(\bar{u}d) + (\bar{c}s)]\cos\theta_c + [(\bar{u}s) - (\bar{c}d)]\sin\theta_c. \qquad (1)$$

Полагая, что нейтральный адронный ток является суперпозицией изоскалярного и изовекторного токов, найдем для него выражение

$$J^{(v)}_{\text{нейт}} = J^{(\Delta I=1)}_{\text{нейт}} + \beta J^{(\Delta I=0)}_{\text{нейт}} = \left(\frac{1}{2} + \beta\right)[(\bar{u}u) + (\bar{c}c)] -$$

$$- \left(\frac{1}{2} - \beta\right)[(\bar{d}d) + (\bar{s}s)], \qquad (2)$$

где β — действительный параметр.

В (1) и (2) принято: $(\bar{a}b) = (\bar{a}O_v b)$; a и b обозначают любые из кварков u, d, s и c; $O_v = 1$, γ_5, $\sigma_{\alpha\beta}$, γ_α, $\gamma_\alpha\ \gamma_5$ — известные матрицы (S, P, T, V, A)-билинейных форм. Другими словами, токи (1) и (2) могут иметь любую тензорную структуру относительно преобразований Лоренца.

Эффективные гамильтонианы взаимодействия для полулептонных процессов с участием заряженных токов

$$\nu + N \to l^- + X \quad (a),$$

$$\bar{\nu} + N \to l^+ + X \quad (б)$$

и процессов с участием нейтральных токов

$$\nu + N \to \nu + X \quad (в),$$

$$\bar{\nu} + N \to \bar{\nu} + X \quad (г)$$

могут быть записаны в виде:

$$H_{\text{зар}} = \sqrt{2}\, G \sum_{v=S,P,T,V,A} C_v (\bar{l}\, O_v \nu)\, J^{(v)}_{\text{зар}} + \text{эрм. сопр.}, \qquad (3)$$

$$H_{\text{нейт}} = \sqrt{2}\, G \sum_{v=S,P,T,V,A} g_v (\bar{\nu}\, O_v \nu)\, J^{(v)}_{\text{нейт}}. \qquad (4)$$

Здесь G — константа Ферми, множитель $\sqrt{2}$ введен для получения стандартной нормировки на $V-A$-сечение; $\nu = \nu_l$, $l = e$, μ, τ, ...

Гамильтонианы (3) и (4) инварианты относительно пространственной инверсии. Нетрудно видеть, однако, что введение в них P-нечетных членов при сохранении эрмитовости и T-инвариантности не изменит принципиального характера получаемых результатов. В самом деле, указанные требования означают действительность всех констант связи, допуская таким образом только векторно-аксиально-векторные (VA и AV) P-нечетные члены в (3) и (4). Можно показать [4], что учет этих членов (со штрихованными константами связи) в случае νq-рассеяния приводит к следующему переопределению констант, входящих в (3) и (4):

$$C_{V,A} \to C_{V,A} - \zeta C'_{V,A}, \quad g_{V,A} \to g_{V,A} - \zeta g'_{V,A}. \qquad (5)$$

Здесь ζ — спиральность падающего нейтрино; для перехода к $\bar{\nu}q$-рассеянию необходимо сделать замену: $\zeta \to -\zeta'$, где ζ' — спиральность конечного лептона.

2. Дифференциальные сечения реакций (*а*)—(*г*) запишем единым образом для случаев взаимодействия заряженных и нейтральных токов:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy} = \left(\frac{1+\zeta\zeta'}{2}\right)\frac{d^2\sigma_+}{dx\,dy} + \left(\frac{1-\zeta\zeta'}{2}\right)\frac{d^2\sigma_-}{dx\,dy}. \tag{6}$$

Здесь использованы обычные обозначения:

$$x = \frac{-t}{2M(E-E')},\ y = \frac{E-E'}{E}; \tag{7}$$

E — энергия падающего $\nu(\bar\nu)$ со спиральностью ζ, E' — энергия рассеянного $\nu(\bar\nu)$ или $l^-(l^+)$ со спиральностью ζ' (массой $l^\pm$ пренебрегаем); t и M — квадрат переданного конечной адронной системе 4-импульса и масса нуклона.

В дальнейшем мы будем называть $d\sigma_+$ и $d\sigma_-$ сечениями рассеяния нейтрино (антинейтрино) без изменения и с изменением спиральности независимо от того, нейтральными или заряженными токами обусловлен рассматриваемый процесс; в последнем случае подразумевается, что речь идет о рождении $l^-(l^+)$ со спиральностью соответственно совпадающей и противоположной спиральности падающего $\nu(\bar\nu)$.

Вклад в сечение (6) от рассеяния нейтрино на кварке q, несущем долю x_q продольного импульса нуклона, дается выражением:

$$\left(\frac{d^2\sigma_\pm}{dx\,dy}\right)_q = \frac{1}{16\pi(s-m_q^2)}|M_\pm|^2 q(x_q). \tag{8}$$

Здесь s — квадрат полной энергии в СЦМ сталкивающихся частиц; m_q — эффективная масса начального кварка; $M_\pm$ и $q(x_q)$ — амплитуда рассеяния и соответствующая функция распределения.

В пренебрежении массами начального и конечного кварков (q и $q'=u,\ d,\ s$) $x_q=x$, а для сечений найдем формулы:

$$\left(\frac{d^2\sigma_+}{dx\,dy}\right)_q = \sigma_0\, xq(x)\,[G_1^2 + G_2^2(1-y)^2], \tag{9}$$

$$\left(\frac{d^2\sigma_-}{dx\,dy}\right)_q = \sigma_0\, xq(x)\,[F_1 + F_2(1-y)^2 + F_3 y^2]. \tag{10}$$

В (9), (10) и ниже принято: $\sigma_0=G^2ME/2\pi$. В случае взаимодействия заряженных токов (3) параметры G_k, F_k определяются соотношениями [4]:

$$G_1 = -(C_V + C_A),\ G_2 = C_V - C_A,\quad F_1 = 2C_T(4C_T - C_S - C_P),$$
$$F_2 = 2C_T(4C_T + C_S + C_P),\ F_3 = \frac{1}{2}(C_S^2 + C_P^2) - 4C_T^2. \tag{11}$$

В случае взаимодействия нейтральных токов (4) константы C_v в (11) следует заменить на константы g_v ($v=S,\ T,\ P,\ V,\ A$).

Выше порога рождения тяжелых кварков (заряженные токи с изменением шарма: $q=d,\ s$; $q'=c$) в (6) возникает вклад от соответствующих сечений

$$\left(\frac{d^2\sigma_+}{dx\,dy}\right)_q = \sigma_0\, x'q(x')\,[G_1^2\xi' + G_2^2(1-y)(1-y')], \tag{12}$$

$$\left(\frac{d^2\sigma_-}{dx\,dy}\right)_q = \sigma_0 x' q(x') \left[F_1\left(1-\frac{y-y'}{2}\right)^2 + F_2\left(1-\frac{y+y'}{2}\right)^2 + F_3 y y'\right], \tag{13}$$

в которых

$$x' = x + \frac{m_q'^2}{2MEy}, \quad y' = y - \Delta', \quad \xi' = 1 - \Delta', \quad \Delta' = \frac{m_q'^2}{2MEx'}, \tag{14}$$

m_q' — эффективная масса конечного кварка. Следует отметить, что условие применимости импульсного приближения, а также, например, теории возмущений в калибровочных моделях с асимптотической свободой требуют введения обрезания по передаваемому импульсу $-t \gg Q_0^2$. В результате параметры x и y могут изменяться в пределах

$$\frac{Q_0^2}{2MEy} \leqslant x \leqslant 1, \quad \frac{Q_0^2}{2ME} \leqslant y \leqslant 1 \tag{15}$$

в случае сечений (9) и (10), и в пределах

$$\frac{Q_0^2 - m_q'^2}{2MEy} \leqslant x \leqslant 1 - \frac{m_q'^2}{2MEy}, \quad \frac{Q_0^2 + m_q'^2}{2ME} \leqslant y \leqslant 1 \tag{16}$$

в случае сечений (12) и (13).

Сечения упругого или квазиупругого рассеяния нейтрино на тяжелом кварке, учитывающие конечность масс $m_q' = m_q$ (нейтральные токи без изменения шарма: $q = q' = c$), даются формулами [4]:

$$\left(\frac{d^2\sigma_+}{dx\,dy}\right)_q = \sigma_0 x q(x)\ [G_1^2 + G_2^2(1-y)^2 + G_1 G_2\, y\,\Delta], \tag{17}$$

$$\left(\frac{d^2\sigma_-}{dx\,dy}\right)_q = \sigma_0 x q(x)\,[F_1 + F_2(1-y)^2 + F_3 y^2 + F_3' y\,\Delta]. \tag{18}$$

Здесь $F_3' = g_S^2 - 4g_T^2$, $\Delta = m_q^2/2MEx$, а параметры x и y определены стандартным образом (7).

Последний требующий рассмотрения случай — это нейтринное рождение легких кварков на тяжелых (заряженные токи с изменением шарма: $q=c$, $q'=d$). Вычислив на основании (3) или (4) дифференциальные сечения реакций, придем к выражениям (12) и (13), в которых все штрихованные величины (x', y', ξ', Δ') следует заменить на

$$x'' = x - \frac{m_q^2}{2MEy}, \quad y'' = y + \Delta'', \quad \xi'' = 1 + \Delta'', \quad \Delta'' = \frac{m_q^2}{2MEx''}. \tag{19}$$

При этом вместо (15) или (16) будем иметь

$$\frac{Q_0^2 + m_q^2}{2MEy} \leqslant x \leqslant 1 + \frac{m_q^2}{2MEy}, \quad \frac{Q_0^2 - m_q^2}{2ME} \leqslant y \leqslant 1 - \frac{m_q^2}{2ME}. \tag{20}$$

Сечения $\bar{\nu}q$-рассеяния (так же как и сечения $\nu\bar{q}$-рассеяния) могут быть получены из приведенных выше формул с помощью замены:

$$G_1 \rightleftarrows G_2, \quad F_1 \rightleftarrows F_2.$$

Следует подчеркнуть, что в пренебрежении массами кварков при реализации произвольной суперпозиции (S, P, T, V, A)-взаимодействия тех или иных токов единственное отличие сечения (10) с изменением спиральности нейтрино от сечения (9) без изменения спиральности заключается в присутствии дополнительного слагаемого $\sim F_3 y^2$. Однако роль этого слагаемого существенна, так как спектры (9) и (10) могут маскировать друг друга,

$$d\sigma_- = \alpha^2 d\sigma_+ \tag{21}$$

лишь при условии $F_3=0$. С помощью (11)' это необходимое условие неразличимости сечений рассеяния высокоэнергетических нейтрино с изменением и без изменения спиральности может быть записано в виде

$$8C_T^2 = C_S^2 + C_P^2 \tag{22}$$

и аналогично для нейтральных токов. Из (21) следует система двух уравнений относительно C_S и C_P (C_T фиксировано соотношением (22)), имеющая решение при любых заданных α, G_1 и G_2, что составляет содержание теоремы неразличимости [3] *. При учете массовых поправок действие этой теоремы заметно ограничивается: нами показано [4], что сечения (17) и (18) неразличимы лишь в двух экстремальных случаях, соответствующих y-зависимостям сечений в чистых $(V-A)$- или $(V+A)$-вариантах связи токов.

3. Полученные выше формулы сечений элементарных νq-процессов позволяют записать сечения глубоконеупругого нейтрино-нуклонного рассеяния. В пределе точной зарядовой симметрии

$$u(x) \equiv u_p(x) = d_n(x), \quad d(x) \equiv d_p(x) = u_n(x),$$

где $u_p(x)$ и $d_p(x)$ $(u_n(x)$ и $d_n(x))$ — импульсные распределения соответствующих кварков в протоне (нейтроне); выделим вклады валентных кварков и $SU(3)$-симметричного моря кварк-антикварковых пар:

$$u(x) = u_v(x) + \eta(x), \quad d(x) = d_v(x) + \eta(x),$$

$$\bar{u}(x) = \bar{d}(x) = \bar{s}(x) = s(x) = \eta(x), \quad \bar{c}(x) = c(x),$$

и введем обозначения [11]:

$$V(x) = u_v(x) + d_v(x), \quad S(x) = 6\eta(x), \quad C(x) = 2c(x).$$

Тогда сечения νN-рассеяния (a) за счет взаимодействия СЗТ на изоскалярной мишени примут вид:

$$\frac{d^2\sigma_+}{dx\,dy}(\nu N \to l^- X) = \frac{1}{2}\sigma_0 \Big\{ xV(x)\cos^2\theta_c\,[G_1^2 + G_2^2(1-y)^2] +$$

$$+ \frac{1}{3} x\,S(x)\,(G_1^2 + G_2^2)\,[1 + (1-y)^2] +$$

$$+ x'\,\theta(1-x')\left[V(x')\sin^2\theta_c + \frac{1}{3}S(x')\right][G_1^2\xi' + G_2^2(1-y)(1-y')] +$$

$$+ x''C(x'')\,[G_2^2\xi'' + G_1^2(1-y)(1-y'')]\Big\}, \tag{23}$$

---

* В [3] говорится о том, что для любой комбинации (V, A)-взаимодействий может быть найдена такая комбинация (S, T, P)-взаимодействий, что соответствующие сечения высокоэнергетического $\nu_\mu e$-рассеяния (нейтральные токи) будут неразличимы. Такая постановка вопроса теряет смысл в случае $\nu_e e$-рассеяния (заряженные токи) [4]. Очевидно, что условие (21) неразличимости сечений рассеяния нейтрино без изменения и с изменением спиральности дает естественное обобщение теоремы [3], применимое к обоим типам взаимодействий.

$$
\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_-}{dxdy}(\nu N \to l^- X) = \frac{1}{2}\sigma_0 \Big\{ & xV(x)\cos^2\theta_c\,[F_1 + F_2(1-y)^2 + F_3y^2] + \\
& + \frac{1}{3}\,xS(x)\,[(F_1 + F_2)(1 + (1-y)^2) + 2F_3y^2] + \\
& + x'\,\theta(1-x')\left[V(x')\sin^2\theta_c + \frac{1}{3}S(x')\right] \times \\
& \times \left[F_1\left(1 - \frac{y-y'}{2}\right)^2 + F_2\left(1 - \frac{y+y'}{2}\right)^2 + F_3yy'\right] + \\
& + x''C(x'')\left[F_2\left(1 - \frac{y-y''}{2}\right)^2 + F_1\left(1 - \frac{y+y''}{2}\right)^2 + F_3yy''\right]\Big\},
\end{aligned} \tag{24}
$$

где $\theta(1-x') = \theta(\tau)$ — известная разрывная функция: $\theta(\tau) = 1$ при $\tau > 0$ и $\theta(\tau) = 0$ при $\tau < 0$.

В случае взаимодействия СНТ сечения νN-рассеяния (*в*) на изоскалярной мишени в соответствии с (2) даются выражениями:

$$
\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_+}{dx\,dy}(\nu N \to \nu X) = \frac{1}{2}\sigma_0 x \Big\{ & V(x)\left(\frac{1}{2} + 2\beta^2\right)[G_1^2 + G_2^2(1-y)^2] + \\
& + \frac{1}{3}\,S(x)\left(\frac{3}{4} - \beta + 3\beta^2\right)(G_1^2 + G_2^2)\,[1 + (1-y)^2] + \\
& + C(x)\left(\frac{1}{2} + \beta\right)^2[(G_1^2 + G_2^2)(1 + (1-y)^2) + 2G_1G_2\,y\,\Delta]\Big\},
\end{aligned} \tag{25}
$$

$$
\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_-}{dx\,dy}(\nu N \to \nu X) = \frac{1}{2}\sigma_0 x \Big\{ & V(x)\left(\frac{1}{2} + 2\beta^2\right)[F_1 + F_2(1-y)^2 + F_3y^2] + \\
& + \frac{1}{3}S(x)\left(\frac{3}{4} - \beta + 3\beta^2\right)[(F_1 + F_2)(1 + (1-y)^2) + 2F_3y^2] + \\
& + C(x)\left(\frac{1}{2} + \beta\right)^2[(F_1 + F_2)(1 + (1-y)^2) + 2F_3y^2 + 2F_3'\,y\,\Delta]\Big\}.
\end{aligned} \tag{26}
$$

Аналогичным образом могут быть представлены сечения для антинейтрино-нуклонных реакций (*б*) и (*г*).

В силу принятой нами диагональной структуры нейтрального тока (2) (отсутствует ток с изменением аромата), x- и y-зависимости сечений (25) и (26) факторизованы, как это и требуется при точном бьеркеновском скейлинге. Подобной факторизации нет в формулах (23) и (24), отклонение от скейлинга в которых вызвано появлением соответствующих штрихованных величин. Отклонения такого рода носят кинематический характер и выше порога рождения тяжелых кварков сечения (23) и (24) быстро выходят на скейлинговый режим по обычным переменным x и y. Известно, однако, что в глубоконеупругом электророждении зафиксировано отклонение от бьеркеновского скейлинга, имеющее более принципиальную динамическую природу, когда кварковые функции распределения оказываются зависящими не только от одной переменной x, но и например, от $Q^2 = -t$. Поэтому в случае нейтринных реакций при проведении численных оценок представляется естественным использовать кварковые распределения, измеренные в глубоконеупругом электророждении и экстраполированные в соответствующую область энергий. Хорошую возможность такой экстраполяции дают асимптотически свободные калибровочные теории сильного взаимодействия (см. например [11]).

Взаимодействие		G_1	G_2	F_3	β	g_S	g_P	χ^2
Заряженные токи	А	2,11	$<10^{-6}$	—	—	—	—	10,5
	Б	$<10^{-6}$	$<10^{-6}$	3,44	—	—	—	5,6
Нейтральные токи	А	1,07	—0,017	—	0,5	—	—	0,73
	Б	0,056	0,002	1,044	1,073	—0,024	1,446	0,69

С помощью кварковых распределений $q(x, Q^2)$ [11] нами проведена подгонка параметров сечений (23)—(26) по экспериментальным данным [10, 12] методом наименьших квадратов. Результаты подгонки собраны в таблице, причем строки А получены в предположении фиксированной спиральности нейтрино $\nu \equiv \nu_L$, а строки Б — в предположении, что нейтрино может изменять спиральность за счет (S, P)-взаимодействия. В случае заряженных токов строка А практически подтверждает V—A-теорию, тогда как результаты строки Б, несмотря на их лучшее значение χ^2, находятся в противоречии с существующими данными по β-распаду. В случае нейтральных токов к экспериментальным точкам подгонялось отношение $R^\nu = \sigma_{\text{нейт}}(\nu N)/\sigma_{\text{зар}}(\nu N)$, причем в качестве $\sigma_{\text{зар}}(\nu N)$ использовалось сечение V—A-теории. Результат строки А совместим с V—A-структурой нейтрального тока в соответствии с данными [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Керимов Б. К., Богданов Ю. П. Упругое нейтрино-электронное рассеяние и нейтральные лептонные токи.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, **36**, с. 2607—2613; Спектры электронов отдачи в $\bar{\nu}_e e^-$-рассеянии с учетом интерференции заряженных и нейтральных токов.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, **37**, с. 1929—1936. Керимов Б. К., Богданов Ю. П., Сафин М. Я. Спиновые корреляции в нейтрино(антинейтрино)-электронном рассеянии и нейтральные лептонные токи.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, с. 1937—1943; О процессах упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на электроне.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, **38**, с. 2213—2221.
2. Керимов Б. К., Богданов Ю. П., Бузардан С. Х., Юнис А. Т. Возможные отклонения от (V, A)-взаимодействия в нейтрино (антинейтрино)-электронном рассеянии.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, **39**, с. 2201—2208; Керимов Б. К., Соколов А. А., Сафин М. Я. Двухкомпонентная и четырехкомпонентная теории нейтрино в некоторых лептонных и полулептонных процессах.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, **39**, с. 2212—2218.
3. Kayser B., Garvey G. T., Fischbach E., Rosen S. P. Are neutrinos always left-handed? — Phys. Lett., 1974, **52B**, p. 385—388; Yang T. C. $\nu_\mu e(\bar{\nu}_\mu e)$ scattering to test gauge theories and search for right-handed neutrinos.— Phys. Rev., 1974, **D10**, p. 3744—3749.
4. Керимов Б. К., Бузардан С. Х., Сафин М. Я., Юнис А. Т. Спиновые корреляции в нейтрино(антинейтрино)-электронном рассеянии с учетом (S, T, P)-взаимодействий нейтральных и заряженных токов.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, **41**, с. 203—210; Керимов Б. К., Бузардан С. Х., Аль-Хамиси И. М., Сафин М. Я. Структура слабых лептонных токов и нейтрино-электронное рассеяние.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1977, **19**, № 4, с. 74—81.
5. Fischbach E., Gruenwald J. Th., Rosen S. P., Spivack H. Elastic neutrino-proton scattering.— Phys. Rev., 1977, **D15**, p. 97—114.
6. Cho C. F., Gourdin M. Space-time structure of weak neutral currents.— Nucl. Phys., 1976, **B112**, p. 365—399. Ecker G. Space-time structure of neutral currents and y-distributions.— Nucl. Phys., 1976, **B107**, p. 481—492.

7. Ермолов П. Ф., Мухин А. И. Нейтринные эксперименты при высоких энергиях.— Успехи физ. наук, 1978, **124**, с. 385—440.
8. Barnett R. M. Evidence in neutrino scattering for right-handed currents associated with heavy quarks.— Phys. Rev., 1976, **D14**, p. 70—79.
9. Cheng T. P., Tung W. K. General local interactions and tests of $V—A$ theory in neutrino scattering processes.— Phys. Rev., 1971, **D3**, p. 733—744.
10. Barish B. C. et al. Measurments of $\nu_\mu N$ and $\bar{\nu}_\mu N$ charged current total cross section.— Phys. Rev. Lett., 1977, **39**, p. 1595—1598; Bosetti P. C. et al. Total cross sections for charged current neutrino and antineutrino interactions in BEBC, in the energy range 20—200 GeV.— Phys. Lett., 1977, **70B**, p. 273—277.
11. Glück M., Reya E. Dynamical determination of parton and gluon distributions in quantum chromodynamics.— Nucl. Phys., 1977, **B130**, p. 76—92; Buras A. J. Asymptotic freedom effects in ν and $\bar{\nu}$ deep inelastic scattering.— Nucl. Phys., 1977, **B125**, p. 125—144.
12. Wanderer P. et al. Measurement of the neutral-current interaction of high-energy neutrinos and antineutrinos.— Phys. Rev., 1978, **D17**, p. 1679—1692.

Поступила в редакцию
10.08.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, т. 21, № 5

УДК 537.312.04

Ю. П. ДРОЖЖОВ

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ФОНОНОВ НА ПРОВОДИМОСТЬ МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА В ГРЕЮЩЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

§ 1. Введение. В [1] было исследовано поведение высокочастотной проводимости σ многодолинного полупроводника в условиях разогрева носителей полем высокочастотной (ω) волны. При этом считалось, что фононы играют роль термостата и равновесны. Между тем разогрев носителей зачастую приводит к разогреву фононов и появлению в фононной подсистеме потоков квазичастиц. Хорошо известно [2—5], что эти явления существенным образом сказываются на поведении кинетических коэффициентов.

Физически понятно, что неравновесность фононов есть следствие их взаимодействия с горячими носителями. Если температура последних не слишком высока [3], то разогреваются лишь длинноволновые фононы, наиболее эффективно взаимодействующие с электронами. В этом случае роль термостата играют коротковолновые фононы. (Мы в дальнейшем будем считать, что образец является достаточно чистым и совершенным, так что можно не учитывать рассеяние на примесях и дефектах.)

Как показано в [2—5], реально наблюдаемая ситуация определяется соотношением между двумя параметрами: частотой ν_{fe}, характеризующей передачу энергии от горячих носителей фононной подсистеме, и величиной ν_{ff}, определяющей скорость распределения полученной энергии в фононной системе. В условиях высоких температур и достаточно чистых образцов межфононная частота соударений ν_{ff} определяется трех- и, возможно, четырехфононными процессами. Следует отметить, что в случае акустических фононов этот параметр достаточно хорошо изучен [2]. Ясно, однако, что в случае гетерополярных полупроводников (а именно они представляют для нас наибольший