თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY
244

ISSN 0376—2637

ფიზიკა
ФИЗИКА
PHYSICS

16

თბილისი Тбилиси Tbilisi
1983

1983/3

54

ИЗДАТЕЛЬСТВО ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
TBILISI UNIVERSITY PRESS

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY
ტ. 244 V.

ფიზიკა
PHYSICS

თბილისი 1983 Tbilisi

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Т. 244

ФИЗИКА

Тбилиси 1983

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
244, 1983

АКУСТИЧЕСКАЯ САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Г.Т.Адамашвили

§ I. Введение

К настоящему времени существует довольно обширная литература, в которой обсуждается эффект акустической самоиндуцированной прозрачности (АСИП) /I,2/. В этих работах рассматривали АСИП в безграничных средах или, во всяком случае, совершенно не учитывали наличие границ. Между тем, разумеется, в эксперименте всегда приходится иметь дело с ограниченной средой /3/. В некоторых случаях, правда, это обстоятельство мало существенно, например, при исследовании таких вопросов, как влияние на АСИП релаксации, фазовой модуляции, пространственной дисперсии и т.д. Однако при рассмотрении АСИП в слоистых средах учет влияния границ имеет первостепенное значение.

На границе раздела двух тел может распространяться особый вид упругих волн – поверхностные волны (ПВ), которые не проникают в глубь веществ. Эти волны бывают двух видов: с вертикальной поляризацией, у которых вектор деформации расположен в плоскости, перпендикулярной к граничной поверхности, и с горизонтальной поляризацией, у которых вектор деформации параллелен поверхности раздела соприкасающихся сред и перпендикулярен направлению распространения волны.

Простейшими поверхностными волнами с вертикальной поляризацией являются рэлеевские волны, распространяющиеся вдоль границы твердого тела с вакуумом или достаточно разреженной газовой средой. Если две твердые среды граничат между собой вдоль плоскости и их плотности и модули упругости не сильно различаются, то вдоль границы может распространяться поверхностная волна Стонли. Эта волна состоит как бы из двух рэлеевских волн (по одной в каждой среде). Вертикальные и горизонтальные компоненты смещений в каждой среде убывают при удалении от границы так, что энергия волны оказывается сосредоточенной в двух граничных слоях толщиной порядка длины волны λ .

К волнам с горизонтальной поляризацией относятся волны Лява, которые могут распространяться на границе твердого полупространства с твердым слоем (пластом). Эти волны чисто поперечные: в них имеется только одна компонента смещения, а упругая деформация в волне представляет собой чистый сдвиг. Смещения в слое распределены по периодическому закону, а в полупространстве - экспоненциально убывают с глубиной. Глубина проникновения волны в полупространство меняется от долей λ до многих λ в зависимости от толщины слоя h_0 , частоты волны и параметров сред. Само существование волны Лява как поверхностной волны связано с наличием слоя на полупространство: при $h_0 \to 0$ глубина проникновения волны в полупространство стремится к бесконечности, и волна переходит в объемную.

При наличии примесных спинов S ПВ будут взаимодействовать с ними. В настоящей работе исследуются условия для осуществления эффекта АСИП на поверхностных упругих волнах.

Ниже мы рассмотрим два физически интересных случая АСИП: а) для волны Стонли, при наличии переходного слоя с примесными спинами, и в) для волны Лява, когда упругое полупространство содержит примесные спины.

§ 2. АСИП для волны Стонли

Рассмотрим эффект АСИП в системе, которая состоит из двух неметаллических диамагнитных кристаллов с различными упругими свойствами и различными плотностями, граничащими между собой вдоль плоской и неограниченной поверхности раздела, которую выбираем в качестве плоскости y, z. При этом кристалл в области $x<0$ (индекс I) содержит тонкий переходной слой $(0 \geq x \geq h)$, в котором предполагается наличие малой концентрации парамагнитных примесей с эффективным спином $S=\frac{1}{2}$. Для простоты, будем считать, что этот кристалл является кубической симметрии, и в нем вдоль одной из осей 4-го порядка (z - ось) приложено постоянное магнитное поле H_0 (оси x и y направлены вдоль других осей 4-го порядка). В этом же направлении распространяется импульс поверхностной упругой волны в условиях акустического магнитного резонанса. В этих условиях гамильтониан спин-фононного взаимодействия имеет вид:

$$\hat{\mathcal{H}} = \mathcal{L}\hat{S}_x \varepsilon_{xz}, \qquad \mathcal{L} = \beta H_0 F_{xzxz}, \tag{I}$$

где ε_{xz} и F_{xzxz} – компоненты тензоров деформации и спин-фононной связи, β – магнетон Бора. Из этого выражения очевидно, что взаимодействие упругой волны со спином вызывает "дополнительное" внутреннее напряжение в переходном слое. Соответствующая компонента тензора напряжений легко вычисляется из (I):

$$\sigma'_{xz} = \mathcal{L}\langle \hat{S}_x \rangle, \tag{2}$$

где $\langle \hat{S}_x \rangle = Sp\, \hat{\sigma}\, \hat{S}_x$, $\hat{\sigma}$ – матрица плотности спина S.

При рассмотрении граничных задач теории упругих волн основную роль играют граничные условия, которые формируются по-разному в зависимости от свойств соприкасающихся сред и характера контакта между ними. В условиях жесткого контакта обеих сред по поверхности раздела очевидно, что в любой точке этой поверхности вектор деформации $\vec{u}$ должен быть непрерывным при переходе из одной среды во вторую. Это условие можно записать в следующей форме:

$$u_{1i} = u_{2i}, \quad (x=0), \quad (i=x,y,z), \tag{3}$$

где индекс 2 соответствует области $x>0$.

Наряду с этим (при $x=0$) должно выполняться также условие непрерывности напряжений на поверхности раздела, которые, при наличии переходного слоя, можно представить в следующем виде /4/:

$$\sigma_{1xx} = \sigma_{2xx}, \tag{4}$$

$$\sigma_{1xy} = \sigma_{2xy}, \tag{5}$$

$$\tilde{\sigma}_{1xz} = \sigma_{2xz}, \tag{6}$$

где величины σ_{1xk}, σ_{2xk} $(k = x, y, z)$ суть компоненты тензоров напряжений соприкасающихся сред,

$$\tilde{\sigma}_{1xz} = \sigma_{1xz} + \sigma'_{xz}. \tag{7}$$

При записи последнего соотношения было учтено, что толщина переходного слоя $h \ll \lambda$. В этом случае, все величины в области $0 \geq x \geq h$ можно считать не зависящим от x и поэтому толщиной переходного слоя можно пренебречь.

Поскольку нас интересуют решения волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 \vec{u}_n}{\partial t^2} = c_{tn}^2 \Delta \vec{u}_n + \left(c_{ln}^2 - c_{tn}^2\right) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u}_n, \tag{8}$$
$$(n = 1, 2), \quad x \neq 0,$$

(где c_{ln} и c_{tn} – продольная и поперечная скорости звука, убывающие при $|x| \to \infty$), будем искать компоненты вектора деформации в следующем виде:

$$u_{in}(x,z,t) = \sum_j u_{ijn}(x,z,t) \quad (i = x, z;\ j = l, t), \tag{9}$$

где

$$u_{ijn}(x,z,t) = \begin{cases} \displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} u_{ij1}(\Omega,Q)\, e^{i(Qz - \Omega t) + \varkappa_{j1}(\Omega,Q)x}\, d\Omega dQ, & x<0 \\ \displaystyle\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} u_{ij2}(\Omega,Q)\, e^{i(Qz - \Omega t) - \varkappa_{j2}(\Omega,Q)x}\, d\Omega dQ, & x>0 \end{cases} \tag{10}$$

определяют компоненты векторов $\vec{u}_{ln} \equiv (u_{lxn}, 0, u_{lzn})$ и $\vec{u}_{tn} \equiv (u_{txn}, 0, u_{tzn})$, которые удовлетворяют следующим условиям /5/:

$$rot\,\vec{u}_{ln}=0, \quad div\,\vec{u}_{tn}=0. \tag{11}$$

Из граничных условий (3) и (5) следует, что $u_y=0$, т.е. имеем волну вертикальной поляризации (волна Стонли). Это условие не явно учитывалось при записи выражений (1), (9), (10).

Величины

$$\varkappa^2_{nl}(\Omega,Q)=Q^2-\frac{\Omega^2}{c^2_{ln}}, \quad \varkappa^2_{nt}(\Omega,Q)=Q^2-\frac{\Omega^2}{c^2_{tn}}, \tag{12}$$

определяющие скорость затухания поверхностной волны по оси x, находим после подстановки выражений (10) в уравнения

$$\frac{\partial^2\vec{u}_{ln}}{\partial t^2}-c^2_{ln}\Delta\vec{u}_{ln}=0, \tag{13}$$

$$\frac{\partial^2\vec{u}_{tn}}{\partial t^2}-c^2_{tn}\Delta\vec{u}_{tn}=0, \quad (n=1,2),$$

которые получены из (8) при учете условий (11).

Из соотношений (11) также следует (при $x<0$):

$$u_{1x_t}(x,z,t)=-\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} iQ\,u_{1t}(\Omega,Q)e^{\varkappa_{t_1}(\Omega,Q)x}\,e^{i(Qz-\Omega t)}\,d\Omega dQ,$$

$$u_{1z_t}(x,z,t)=\iint\limits_{-\infty}^{+\infty}\varkappa_{t_1}(\Omega,Q)\,u_{1t}(\Omega,Q)e^{\varkappa_{t_1}(\Omega,Q)x}\,e^{i(Qz-\Omega t)}\,d\Omega dQ, \tag{14}$$

$$u_{1z_l}(x,z,t)=\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} Q\,u_{1l}(\Omega,Q)e^{\varkappa_{l_1}(\Omega,Q)x}\,e^{i(Qz-\Omega t)}\,d\Omega dQ,$$

$$u_{1x_l}(x,z,t)=-\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} i\,\varkappa_{1l}(\Omega,Q)\,u_{1l}(\Omega,Q)e^{\varkappa_{l_1}(\Omega,Q)x}\,e^{i(Qz-\Omega t)}\,d\Omega dQ,$$

где величины $u_{1t}(\Omega,Q)$ и $u_{1l}(\Omega,Q)$ подлежат определению.

При $x>0$ имеют место аналогичные выражения для величин $u_{2ij}(x,z,t)$, Фурье-компоненты которых, с помощью граничных условий (3), можно выразить через аналогичные величины при $x<0$:

$$u_{2l}(\Omega,Q)=A(\Omega,Q)\,u_{1t}(\Omega,Q)+B(\Omega,Q)\,u_{1l}(\Omega,Q), \tag{I5}$$

$$u_{2t}(\Omega,Q)=F(\Omega,Q)\,u_{1t}(\Omega,Q)+E(\Omega,Q)\,u_{1l}(\Omega,Q),$$

где

$$A(\Omega,Q)=\frac{Q\left[\varkappa_{2t}(\Omega,Q)+\varkappa_{1t}(\Omega,Q)\right]}{Q^2-\varkappa_{2l}(\Omega,Q)\varkappa_{2t}(\Omega,Q)},$$

$$B(\Omega,Q)=\frac{Q^2+\varkappa_{1l}(\Omega,Q)\varkappa_{2t}(\Omega,Q)}{Q^2-\varkappa_{2l}(\Omega,Q)\varkappa_{2t}(\Omega,Q)}, \tag{I6}$$

$$F(\Omega,Q)=\frac{Q^2+\varkappa_{1t}(\Omega,Q)\varkappa_{2l}(\Omega,Q)}{Q^2-\varkappa_{2t}(\Omega,Q)\varkappa_{2l}(\Omega,Q)},$$

$$E(\Omega,Q)=\frac{Q\left[\varkappa_{1l}(\Omega,Q)+\varkappa_{2l}(\Omega,Q)\right]}{Q^2-\varkappa_{2l}(\Omega,Q)\varkappa_{2t}(\Omega,Q)}.$$

Из граничного условия (4) следует соотношение

$$u_{1t}(\Omega,Q)=\alpha(\Omega,Q)\,u_{1l}(\Omega,Q), \tag{I7}$$

где

$$\alpha(\Omega,Q)=$$

$$=\frac{B(\Omega,Q)\left[Q^2+\varkappa^2_{2t}(\Omega,Q)\right]c^2_{2t}-\frac{\rho_1}{\rho_2}c^2_{1t}\left[Q^2+\varkappa^2_{1t}(\Omega,Q)\right]-2c^2_{2t}Q\varkappa_{2t}(\Omega,Q)E(\Omega,Q)}{2\frac{\rho_1}{\rho_2}c^2_{1t}Q\varkappa_{1t}(\Omega,Q)-A(\Omega,Q)c^2_{2t}\left[Q^2+\varkappa^2_{2t}(\Omega,Q)\right]+2c^2_{2t}Q\varkappa_{2t}(\Omega,Q)F(\Omega,Q)} \tag{I8}$$

ρ_1 и ρ_2 – плотности кристаллов.

До сих пор мы нигде не учитывали наличие S спинов (переходного слоя), поэтому наше рассмотрение не выходило за рамки линейной теории упругости. Перейдем теперь к рассмотрению уравнения (6), которое при использовании соотношений (2), (7), (9), (I5) и (I7) можно привести к виду:

$$\begin{gathered}\iint\limits_{-\infty}^{+\infty}\Big\{\left[Q^2+\varkappa^2_{1t}(\Omega,Q)\right]\alpha(\Omega,Q)+2Q\varkappa_{1l}(\Omega,Q)-\\ -\frac{\rho_2c^2_{2t}}{\rho_1c^2_{1t}}\Big[\left(Q^2+\varkappa^2_{2t}(\Omega,Q)\right)\left(F(\Omega,Q)\alpha(\Omega,Q)+E(\Omega,Q)\right)-\\ -2Q\varkappa_{2l}(\Omega,Q)\left(A(\Omega,Q)\alpha(\Omega,Q)+B(\Omega,Q)\right)\Big]\Big\}e^{i(Qz-\Omega t)}u_{1l}(\Omega,Q)\,d\Omega dQ=-\frac{\sigma'_{xz}}{\rho_1c^2_{t_1}},\end{gathered} \tag{I9}$$

Для определения зависимости $\langle S_x\rangle$ от звукового поля следует рассмотреть уравнение Блоха, решение которого в случае точного резонанса и отсутствия фазовой модуляции имеет вид /I/:

$$u=0, \quad v=\frac{N_0}{2}\sin\theta, \quad \langle S^z\rangle=-\frac{N_0}{2}\cos\theta, \tag{20}$$

где N_0 – концентрация активных спинов,

$$\theta(z,t)=\frac{d}{2\hbar}\int\limits_{-\infty}^{t}\mathcal{E}(z,t')dt' \tag{21}$$

– площадь импульса при $x=0$. Величины, входящие в (20) и (2I), определяются из соотношений

$$\langle S^{\pm}\rangle=(u\pm iv)e^{\pm i(\omega t-kz)}, \tag{22}$$

$$\mathcal{E}_{1x_z}\Big|_{x=0}=\iint\limits_{-\infty}^{+\infty}u_{1x_z}(\Omega,Q)e^{i(Qz-\Omega t)}d\Omega d\theta,$$

$$\mathcal{E}_{1x_z}\Big|_{x=0}=\frac{\mathcal{E}^{+}+\mathcal{E}^{-}}{2}, \qquad \mathcal{E}^{\pm}(z,t)=\mathcal{E}(z,t)e^{\pm i(\omega t-kz)}. \tag{23}$$

Фурье-образ величины $\mathcal{E}_{1x_z}(z,t)$ можно выразить через $u_{1\ell}(\Omega,Q)$, если воспользоваться выражениями (9), (I0) и (2I):

$$u_{1x_z}(\Omega,Q)=\frac{1}{2}\Big\{\big[Q^2+\varkappa_{1t}^2(\Omega,Q)\big]\alpha(\Omega,Q)+2Q\varkappa_{1\ell}(\Omega,Q)\Big\}u_{1\ell}(\Omega,Q), \quad (x=0) \tag{24}$$

С учетом последнего соотношения, а также решения системы уравнений Блоха (20) основное уравнение поля (I9) примет вид

$$\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} F(\Omega,Q)e^{i(Qz-\Omega t)}u_{1x_z}(\Omega,Q)\,dQ\,d\Omega = \tag{25}$$

$$= i\frac{\mathcal{Z}N_0}{4\rho_1 c_{1t}^2}\sin\theta\cdot e^{i(\omega t-\kappa z)} + \kappa.c.,$$

где

$$F(\Omega,Q)=\frac{\rho_2 c_{2t}^2\left[(Q^2+\varkappa_{2t}^2)(F\alpha+E)-2Q\varkappa_{2t}(A\alpha+B)\right]}{\rho_1 c_{1t}^2\left[(Q^2+\varkappa_{1t}^2)\alpha+2Q\varkappa_{1t}\right]}-1. \tag{26}$$

Следуя работе /6/, разложим функцию $F(\Omega,Q)$ в ряд относительно частоты ω и волнового "вектора" κ несущей волны:

$$F(\Omega,Q)=F(\omega,\kappa)+\left(\frac{\partial F(\Omega,Q)}{\partial Q}\right)_{\substack{\Omega=\omega\\ Q=\kappa}}(Q-\kappa)+ \tag{27}$$

$$+\left(\frac{\partial F(\Omega,Q)}{\partial \Omega}\right)_{\substack{\Omega=\omega\\ Q=\kappa}}(\Omega-\omega).$$

Очевидно, что разложение (26) справедливо, если функция $F(\Omega,Q)$ на спектральной ширине импульса не имеет особенностей и меняется достаточно плавно.

Подставляя (27) в (25), при учете (23) и (26), после разделения вещественных и мнимых частей получаем:

$$F(\omega,\kappa)=0, \tag{28}$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}-\frac{\left(\frac{\partial F}{\partial Q}\right)_{\substack{Q=k\\ \Omega=\omega}}}{\left(\frac{\partial F}{\partial \Omega}\right)_{\substack{Q=k\\ \Omega=\omega}}}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z}=-\frac{\varkappa N_0}{4\rho_1 c_{1t}^2}\left(\frac{\partial F}{\partial \Omega}\right)^{-1}_{\substack{Q=k\\ \Omega=\omega}}\sin\theta \qquad (29)$$

Соотношение (28) определяет закон дисперсии поверхностной волны, из которой, в частности, следует, что

$$V_{гр}=\frac{d\omega}{dk}=-\frac{\left(\frac{\partial F}{\partial Q}\right)_{\substack{\Omega=\omega\\ Q=k}}}{\left(\frac{\partial F}{\partial \Omega}\right)_{\substack{\Omega=\omega\\ Q=k}}}.$$

Воспользовавшись определением площади импульса (2I) и переходя к переменной $\tau=t-\frac{z}{V}$, из (29) получим хорошо известное уравнение в теории физического маятника

$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2}=T^{-2}\sin\theta,\quad T^{-2}=\frac{\varkappa^2 N_0}{8\rho_1 c_{1t}^2\hbar\left(\frac{V_{гр}}{V}-1\right)}\left(\frac{\partial F}{\partial \Omega}\right)^{-1}_{\substack{\Omega=\omega\\ Q=k}}, \qquad (30)$$

где T - длительность импульса. Величина $\left(\frac{\partial F}{\partial \Omega}\right)_{\substack{\Omega=\omega\\ Q=k}}$ легко определяется из (26), но здесь мы не выпишем ее явно ввиду громоздкости. Очевидно, что СИП будет иметь место при $\left(\frac{\partial F}{\partial \Omega}\right)_{\substack{\Omega=\omega\\ Q=k}}>0$, т.е. когда T - вещественна.

Решение уравнения (30), при учете (2I) и (23), можно записать в форме

$$\mathcal{E}(\tau)=\frac{4\hbar}{\varkappa T}\,\mathrm{sech}\,\frac{\tau}{T},\quad x=0. \qquad (3I)$$

Возникающий в условиях СИП для ПВ стационарный 2π - импульс определяется при $x=0$ соотношениями (30) и (31), а при $x \gtrless 0$ затухает экспоненциально (см. выражения (9), (10)). Обобщение полученного решения уравнений СИП для ПВ на случай неоднородного уширения, фазовой модуляции, неточного резонанса и т.д. проводится аналогично объемным волнам.

§ 3. АСИП для волны Лява

Исследуем теперь задачу о АСИП для волны Лява в системе, состоящей из плоскопараллельного пласта, лежащего на упругом полупространстве. В качестве этой системы рассмотрим неметаллический диамагнитный кристалл кубической симметрии, содержащий парамагнитные примеси с эффективным спином $S=\frac{1}{2}$. Предположим, что внешнее постоянное магнитное поле $H_0 \uparrow\uparrow z$ приложено вдоль одной из осей 4-го порядка (оси x и y направлены вдоль других осей 4-го порядка). Выберем плоскость раздела между пластом и упругим полупространством в качестве плоскости x, z, причем будем считать, что полупространству соответствует область $y<0$, а пласту-область $0 \leq y \leq h_0$.

Рассмотрим "плоскую" волну, распространяющуюся вдоль оси z, вектор деформации которой $\vec{u} \equiv (u,0,0)$ направлен вдоль оси x (волна Лява). Учитывая, что пласт не содержит нескомпенсированные спины, решение волнового уравнения в пласте описывается в рамках линейной теории упругости и хорошо известно /5/. Поэтому нецелесообразно подробно рассмотреть решение волнового уравнения

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{xk}}{\partial x_k}, \qquad (k = x, y, z), \tag{32}$$

лишь в области $y < 0$. Входящие в это уравнение компоненты тензора напряжений, с учетом примесей, определяются из выражений

$$\sigma_{xz} = 2\rho c_t^2 \varepsilon_{xz} + \mathcal{Z}\langle S_x \rangle, \qquad \sigma_{xy} = 2\rho c_t^2 \varepsilon_{xy}, \tag{33}$$

где ρ - плотность кристалла, c_t - скорость поперечно-поляризованного звука. Компонента тензора напряжений $\sigma_{xx} = 0$, т.к. в "плоской" волне все величины вовсе не зависят от координаты x.

Подставляя (33) в (32), получаем волновое уравнение в форме:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon^+}{\partial t^2} - c_t^2 \left(\frac{\partial^2 \varepsilon^+}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon^+}{\partial z^2} \right) = \frac{\mathcal{Z}}{2\rho} \frac{\partial^2 \langle S^+ \rangle}{\partial z^2}. \tag{34}$$

При выводе (34) было учтено, что компонента тензора деформации может быть представлена в виде $\varepsilon_{xz} = \frac{1}{2}(\varepsilon^+ + \varepsilon^-)$,

где $$\varepsilon^{\pm}(y, z, t) = \varepsilon(z, t)\, \xi(y)\, e^{\pm i(\omega t - kz)}. \tag{35}$$

Величина $\langle S^+ \rangle = (Q + iP)\, e^{i(\omega t - kz)}$ определяется из системы уравнений Блоха

$$\dot{Q} = -(\omega_0 - \omega) P,$$
$$\dot{P} = (\omega_0 - \omega) Q - \frac{\mathcal{L}}{2\hbar} \mathcal{E} \xi \langle S^z \rangle, \qquad (36)$$
$$\langle \dot{S}^z \rangle = \frac{\mathcal{L}}{2\hbar} \mathcal{E} \xi P,$$

где $\omega_0 = \gamma H_0$ - зеемановская частота спинов. В случае точного резонанса $\omega = \omega_0$, из системы (36) получаем

$$\langle S^+ \rangle = \frac{i}{2} \sin\theta_0 e^{i(\omega t - \kappa z)}, \qquad (37)$$

где

$$\theta_0 = \frac{\mathcal{L}}{2\hbar} \xi \int_{-\infty}^{t} \mathcal{E}(z, t') dt'. \qquad (38)$$

Подставляя (35) и (37) в волновое уравнение (34), после перехода к медленным переменным, получаем систему уравнений

$$\frac{d^2\xi}{dy^2} = \varkappa^2 \xi, \qquad \varkappa^2 = \kappa^2 - \frac{\omega^2}{c_t^2}, \qquad (39)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\kappa c_t^2}{\omega} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = -\frac{\mathcal{L} n_0 \kappa^2 \varkappa}{4\rho\omega A^2} \int_{-\infty}^{0} \xi^* \sin\theta_0 \, dy, \qquad (40)$$

где n_0 - число активных примесей в единице объема.

Решение уравнения (39) $\xi = A e^{\varkappa y}$ удовлетворяет условию нормировки $\int_{-\infty}^{h} |\xi|^2 dy = 1.$

После простых вычислений получаем следующее волновое уравнение:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{X}}{\partial t^2} + v\frac{\partial^2 \mathcal{X}}{\partial t\, \partial z} = -\alpha^2 \frac{\sin^2 \mathcal{X}}{\mathcal{X}}, \tag{4I}$$

где

$$\mathcal{X} = \frac{\theta_0 A}{2\xi}, \quad \alpha^2 = \frac{\mathcal{Y}^2 n_0 K^2}{16\rho\omega\hbar}, \quad v = \frac{K c_t^2}{\omega}. \tag{42}$$

Уравнение (4I) будем решать при условии /7-9/:

$$\mathcal{X} \ll 1. \tag{43}$$

В этом случае, в правой стороне (4I) $\sin^2\mathcal{X}$ можно разложить в ряд и ограничиться кубическим членом.

Если искать решение (4I) в виде

$$\mathcal{X} = \varphi e^{i(Qz-\Omega t)} + \overline{\varphi} e^{-i(Qz-\Omega t)} \tag{44}$$

при условиях

$$Q \ll K, \quad \Omega \ll \omega, \tag{45}$$

можно показать, что величина φ удовлетворяет нелинейному уравнению Шредингера (НУР), решение которого хорошо известно /7/.

После простых вычислений получаем решение волнового уравнения в виде пульсирующего солитона

$$\mathcal{X} = 4\eta \frac{\sin\{(2\xi S_2+\Omega)t + [4(\xi^2-\eta^2)S_1 - 2\xi S_2 G - Q]x - i\varphi_0\}}{ch\, 2\eta\{S_2 t - \tau_0 + (4\xi S_1 - S_2 G)x\}}, \tag{46}$$

$$\xi = Re\,\lambda, \quad \eta = Im\,\lambda, \quad \varphi_0 = \arg b_1(0), \quad \tau_0 = \frac{1}{2\eta}\ln|b_1(0)|,$$

где

$$G=\frac{2}{v}-\frac{Q}{\Omega}\,, \quad S_1=\frac{9}{2}\frac{\alpha^2}{v\Omega}\,, \quad S_2=\frac{3\Omega}{\sqrt{2}}\,.$$

Величины λ и b_1 суть данные рассеяния, возникающие при решении НУШ методом обратной задачи /7/.

Сшивка решений волнового уравнения, при $y=0$, $y=h_0$, проводится в линейном приближении /5/, из которого, в частности, определяем закон дисперсии волны Лява

$$\operatorname{tg} \varkappa_1(\omega,k)h_0=\frac{\varkappa(\omega,k)}{\varkappa_1(\omega,k)}\frac{\rho c_t^2}{\rho_1 c_{t_1}^2}\,, \qquad \varkappa_1(\omega,k)=\left(\frac{\omega^2}{c_{t_1}^2}-k^2\right)^{1/2}$$

(индекс I относится к пласту)

Решение (45) справедливо при выполнении неравенства $\omega T\gg 1$, $T\ll T_2$, а также (43) и (44) (T - длительность импульса, T_2 - время поперечной релаксации).

В экспериментах по АСИП на неметаллических диамагнитных кристаллах с малой концентрацией парамагнитных примесей, например, $MgO:Fe^{2+}$ или $LiNiO_3:Fe^{2+}$, $\omega\sim 10^9\div 10^{10}\,сек^{-1}$, $T_2=11\cdot 10^{-6}\,сек$ (при темп. I,8°K) /3/, если взять $\eta\sim 10^{-2}$, $\Omega\sim\omega\cdot 10^{-2}$, то приведенные неравенства будут удовлетворяться. Это обстоятельство позволяет надеяться, что вышеизложенное явление можно наблюдать экспериментально.

Поступила 26.I.1983

Кафедра квантовой радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Голенищев-Кутузов, В.В.Самарцев, Н.К.Соловаров, Б.Н.Хабибуллин, Магнитная квантовая акустика, М., "Наука", 1977.
2. G.T.Adamashvili, Phys. Lett., 86A, N9, 487,1981; G.T.Adamashvili, Sol. St. Comm., 40, N5,623,1981; Г.Т.Адамашвили, Л.Л.Буишвили, М.Д.Звиададзе, ФТТ, 25, 562, 1983.
3. N.S.Shiren, Phys, Rev., 2B, 2471, 1970; В.В.Самарцев, Б.П.Смоляков, Р.З.Шарипов; Письма в ЖЭТФ, 20, 644, 1974.
4. Л.М.Бреховских, Волны в слоистых средах, М.,"Наука", 1973.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория упругости, М., "Наука", 1965.
6. В.М.Агранович, В.Н.Рупасов, В.Я.Черняк, Письма в ЖЭТФ, 33, 196, 1981, ФТТ, 24, 2992, 1982.
7. В.Е.Захаров, С.В.Манаков, С.П.Новиков, Л.П.Питаевский, Теория солитонов: метод обратной задачи. М.,"Наука", 1980.
8. Г.Т.Адамашвили, С.В.Манаков, Sol.St.Commun. (в печати).
9. S.B.Grossman, E.L.Hahn, Phys. Rev., 14, 2206, 1976.

გ. ადამაშვილი

აკუსტიკური თვითინდუცირებული გამჭვირვალობა ზედაპირული ტალღებისათვის

რეზიუმე

თეორიულად განხილულია სტონლის და ლიავის ტალღებისათვის აკუსტიკური თვითინდუცირებული გამჭვირვალობის მოვლენა. მიღებულია ამოხსნა ზედაპირული ბგერითი სოლიტონების სახით.

G. Adamashvili

ACOUSTIC SELF-INDUCED TRANSPARENCY FOR SURFACE WAVES

Summary

A theory of acoustic self-induced transparency is constructed for the Stonely and Love waves. Solutions are obtained in the form of surface acoustic solitons.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
244, 1983

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЕРОВСКИТАХ

Э.М.Зерагия, Т.Г.Окроашвили, Ю.М.Гуфан,
Г.Г.Урушадзе, З.Б.Чачхиани

Для объяснения структурных переходов в соединениях с ян-теллеровскими /ЯТ/ ионами предполагается довольно большое число механизмов / I /, в которых неустойчивость симметричной конфигурации связана с расщеплением частично-заполненного вырожденного электронного терма иона переходного элемента.

Дискутируется возможность разных механизмов для переходов в одних и тех же веществах / 2-5 /. Ниже предлагается простой феноменологический метод, позволяющий по симметрии макроскопического упорядочения разделить некоторые механизмы перехода.

Подход существенно использует два факта. Во-первых, правила отбора для матричных элементов гамильтониана взаимодействия, ответственного за изучаемый механизм неустойчивости кристалла, определяются пространственной группой симметрии и структурой кристалла; во-вторых, возможная физическая реализация параметра порядка (ПП), с одной стороны, также жестко определяется этими же характеристиками и аналогичными правилами отбора, а, с другой, однозначно определяет трансформационные свойства (ПП). Поэтому изменение макроскопической симметрии при переходе, которое определяется симметрией высокотемпературной фазы и трансформационными свойствами ПП, оказывается сильно скоррелированным с механизмом неустойчивости. Поскольку все связи между матричными элементами гамильтониана и изменением макроскопической симметрии выявляются только на основании соображений симметрии без использования каких-либо приближений, то полученная в предлагаемом подходе информация о связи механизма перехода с изменением симметрии тоже обладает геометрической точностью. В симметричных простых структурах ограничения, накладываемые соображениями симметрии, могут оказаться настолько жесткими, что однозначно запретят некоторые микроскопические механизмы перехода.

I. Подход изложен на примере рассмотрения коллективных ЯТ переходов, допустимых в структуре типа перовскита. Гамильтониан, описывающий взаимодействие электронной и упругой подсистем, для механизма ЯТ имеет вид:

$$\sum_{\substack{\vec{k}n\alpha \\ \vec{q}_m(\beta\beta')}} Q_{\vec{k}n\alpha} \int \Psi^{\alpha}_{\vec{q}m\beta}(\vec{r},\vec{R}) \left.\frac{\partial U(\vec{r},\vec{R})}{\partial Q_{\vec{k}n\alpha}}\right|_{Q=0} \Psi_{\vec{q}m\beta}(\vec{r},\vec{R})\, d\vec{r}, \qquad (I)$$

где $\vec{R}$ и $\vec{r}$ — координаты иона и электрона, $Q_{\vec{k}n\alpha}$ — нормальная координата смещения ядер, $\Psi_{\vec{q}m\beta'}(\vec{r},\vec{R})$ — волновая функция электрона в точке $\vec{q}$ зонны Бриллюэна.

Векторный и латинский индексы характеризуют звезду и номер неприводимого представления $\tau_m(\vec{q})$ группы G симметрии высокотемпературной фазы, греческий - строку представления $\tau_m(\vec{q})$ или $\tau_n(\vec{K})$.

Взаимодействие (I) обобщает квазимолекулярное выражение ЯТ энергии /6/ за счет учета в сумме по ($\beta\beta'$) членов, принадлежащих разным точкам зоны Бриллюэна звезды $\vec{q}$, т.е. в кристаллах эффект возможен и за счет снятия вырождения между разными долинами одной зоны.

Для действия механизма ЯТ существенно, чтобы зона $\varphi_{\vec{q}}$ в точке $\vec{q}$ была частично заполнена, т.е. скорость электрона в точке $\vec{q}$ должна тождественно обращаться в нуль: $v \equiv \frac{\partial \mathcal{E}_{\vec{q}n}}{\partial \vec{q}} = 0$. Поскольку энергия электрона $\mathcal{E}_{\vec{q}n}$ скаляр, $\vec{q}$ - вектор, то симметрия точек обратной решетки $G_{\vec{q}}$ в которых $\frac{\partial \mathcal{E}_{\vec{q}n}}{\partial \vec{q}} = 0$, содержит центральную точку. Это означает, что механизм (I) перехода может приводить к расщеплению электронной зоны только в точках обратного пространства, удовлетворяющих смягченному критерию Лифшица /7,8/.

Выражение (I) отлично от нуля, если квадрат представления $[\Gamma_{\vec{q}m}]^2$ содержит $\Gamma_{\vec{K}n}$.Трансляционная симметрия кристалла дает необходимое условие выполнения $\Gamma_{\vec{K}n} \in [\Gamma_{\vec{q}m}]^2$; $\vec{K}_i = \vec{q}_\ell + \vec{q}_m$, где $\vec{q}_m, \vec{q}_\ell \in \vec{q}, \vec{K}_i \in \vec{K}$. Это означает, что ПП при ЯТ механизме - $Q_{\vec{K}n\alpha}$ - тоже удовлетворяет критерию Лифшица.

Заметим, что если переход происходит за счет смещения $Q_{\vec{K}n\alpha}$ с к=0, следствием $[\Gamma_{\vec{q}m}]^2 \in \Gamma_{\vec{K}n}$ является то, что Γ_{on} должно быть четным относительно инверсии, если такой элемент есть в G .

2. Дальнейший анализ требует учета конкретной структуры кристалла. Кристаллы типа перовскита имеют химическую формулу ABC_3 и содержат одну формульную единицу в элементарной ячейке. Симметрия высокосимметричной фазы - O_h - с атомами А в позициях [0,0,0], В - в позициях [1/2, 1/2, 1/2] и С - в трехкратной позиции [1/2, 1/2, 0]. Точки зоны Бриллюэна с симметрией, необходимой для проявления взаимодействия (1) следующие: $\vec{q}_1$ =[0,0,0], q_2 = [1/2,1/2,1/2], $q_3^{(1)}$ = [1/2, 0,0], $q_4^{(1)}$ = [1/2,1/2,0]. Структура колебательного представления перовскита приведена в /9/.

Учитывая трансляционную симметрию (в правилах отбора для матричных элементов (1)) $\vec{K}_l = \vec{q}_i + \vec{q}_e$, приходим к первому условию: параметры перехода $Q_{\vec{K}n\alpha}$, которые могут возникнуть за счет ЯТ эффекта, характеризуются либо $\vec{k}$=0, либо $\vec{k}$=1/2 $(\vec{b}_1 + \vec{b}_2)$.

Т.к. разложение колебательного представления в структуре перовскита в точке $\vec{k}$=0 не содержит неприводимых представлений, четных относительно инверсии /9/, получаем второе ограничение за счет трансляционной симметрии: электронное вырождение в точках $\vec{q}=0$ и $\vec{q}$= 1/2 ($\vec{b}_1$ + + $\vec{b}_2$ + $\vec{b}_3$) не может сниматься за счет коллективного ЯТ, т.к. это однолучевые звезды, причем из $2\vec{q}=\vec{k}$ следует, что $\vec{k}$=0.

В структуре перовскита ион переходного элемента занимает позицию b. В таблице выписана симметрия волновой функции электрона в точках $\vec{q}_3^{(1)}$=1/2 b_1 и $\vec{q}_4^{(1)}$=

Таблица

$\vec{q} = 0$	Γ_1	Γ_2	Γ_{13}	Γ'_{15}	Γ'_{25}	Γ'_1	Γ_{12}	Γ_{15}	Γ_{25}
$\vec{q} = \vec{q}_4$	M_3	M_4	M_3+M_4	M_1+M_5	M'_3	M'_4	$M'_3+M'_4$	$M'_2+M'_5$	$M'_1+M'_5$
$\vec{q} = \vec{q}_3$	X'_4	X'_3	$X'_3+X'_4$	$X'_1+X'_5$	X_4	X_3	X_3+X_4	X_1+X_5	X_2+X_5

$=1/2\,(\vec{b}_1+\vec{b}_2)$, в которых возможно расщепление вырожденного уровня в зоне за счет эффекта ЯТ в зависимости от симметрии электронного терма иона в позиции b (обозначения взяты из / I0 /). Нужно иметь в виду, что звезды векторов $\vec{q}_3$ и $\vec{q}_4$ содержат по три вектора $\vec{q}^{(i)}$ и, следовательно, возможно ЯТ расщепление зоны, симметрия которой соответствует невырожденному представлению малой группы $G_{\vec{q}_3}$ и $G_{\vec{q}_4}$.

Если квадраты представлений в точках $\vec{q}_3$ и $\vec{q}_4$ разложить на неприводимые и сопоставить со структурой колебательного представления в точках $\vec{k}=0$ или $\vec{k}=1/2\,(\vec{b}_1+\vec{b}_2)$ /9/, то получим две возможные серии ЯТ переходов в перовскитах. Первая из них соответствует ПШ, имеющему симметрию M_6. Из /II/ находим, что серия состоит из четырех низкосимметричных фаз $T_h^5(4)$, $D_{4h}^5(2)$, $D_{4h}^{17}(4)$ и $D_{4h}^{25}(4)$. Цифры в скобках дают индекс трансляционной подгруппы. Вторая серия соответствует симметрии M_1 или M_7 (эти два представления связаны внешним автоморфизмом или эквивалентны в смысле /I2/ и также содержат 4 группы: $O_h^9(4)$, $D_{4h}^1(2)$, $D_{4h}^{17}(4)$, $D_{2h}^{25}(4)$.

3. Для следующего шага воспользуемся результатами работ /I3,I4/, в которых показано, что возможный вид особых точек на фазовой диаграмме при переходах, близких ко второму роду, определяется симметрией ПШ, а точнее соответствующей группой L /I3/. Для ПШ с симметрией M_6 группа $L\equiv O$ (совпадает с точечной группой O_h) и фазовая диаграмма может иметь пятифазную точку /I4/, как и диаграмма группы $L=O_h$, т.к. целый рациональный базис инва-

риантов группы 0 отличается от O_h только инвариантом 9-ой степени. Расположение и симметрия фаз на этой диаграмме представлены на рис.I. Для ПП $M_1(M_7)$ группа $L = T_d$. На $P-T$ плоскости в этом случае может существовать четырехфазная точка на месте касания линий переходов I-го рода (см.рис.2). В отличие от диаграмм, рассмотренных в работе Ландау /I5/, при наличии в целом рациональном базисе инвариантов инварианта 3-го порядка, диаграмма не содержит линий переходов, разделяющей изоструктурные фазы с симметрией $D_{4h}^1(2)$, т.е. таких фаз нет. Учитывая вид фазовых диаграмм, приходим к выводу, что эффект ЯТ при переходах, близких ко второму роду, наиболее вероятно приведет к понижению симметрии от O_h^1 до T_h^5, D_{4h}^5, O_h^9, D_{4h}^1.

4. Переход $O_h^1 - D_{4h}^{18}$ с $\vec{k} = 1/2(\vec{b}_1 + \vec{b}_2 + \vec{b}_3)$, наблюдаемый в $PrAlO_3$ /I4/ и $KCuF_3$ /II/, называемый ян-теллеровским, не может произойти за счет механизма /I/. В связи с указанными примерами сделаем следующие два замечания. В кристаллах $PrAlO_3$ ион переходного элемента находится в частной позиции (а) группы O_h^1 ; приведенные в табл.. результаты вычислений соответствуют ЯТ иону в позиции (b). Однако легко видеть из сопоставления /9/ и /II/, что аналогичная таблица для иона в позиции (а) будет только несущественно отличаться от табл... Все изменения сводятся к замене номеров представлений в строках $\vec{q}_3$ и $\vec{q}_4$ таблицы на номера представлений, связанных с ними внешним автоморфизмом – трансляцией на I/2 ($\vec{a}_1$ + $\vec{a}_2$ + $\vec{a}_3$). Это приведет, например, к

замене M_6 на M_4, M_1 на M_7 и наоборот. Группы симметрии низкосимметричных фаз и вид фазовых диаграмм (рис. I,2) при этом останутся неизменными /II/. Второе замечание касается применяемой терминологии. Если при фазовом переходе происходит достаточное понижение точечной симметрии позиции ЯТ иона, то происходит расщепление вырожденного частично заполненного терма. Поскольку после понижения симметрии верхние отщепившиеся уровни заполняются с меньшей плотностью, чем нижние, то происходит уменьшение энергии электронной подсистемы. Иногда все переходы, сопровождающиеся расщеплением терма называют ян-теллеровскими. Однако расщепление терма во всех механизмах кроме (I) в отличие от ян-теллеровского /6/ оказывается пропорциональным квадрату смещения атомов. Линейное по смещениям ионов расщепление терма возможно и при псевдоянтеллеровском механизме перехода /4/. Рассмотрим псевдоянтеллеровский механизм при случайном вырождении зон разной симметрии в совпадающих или разных точках зоны Бриллюэна. Он приводит к линейному по параметру перехода $Q_{\vec{k}n\alpha}$ расщеплению случайного вырождения, но вырожденный терм атома расщепляется квадратично по $Q_{\vec{k}n\alpha}$. Так, переход $O_h^1 \longrightarrow D_{4h}^{18}(2)$ возможен за счет псевдоянтеллеровского взаимодействия между случайно вырожденными уровнями Γ_{15} и R_1 группы O_h^1. При этом трехкратно вырожденный уровень иона $P_1^{3+}\text{-}\Gamma_{15^-}$ расщепится на двухкратно вырожденный и невырожденный, щель между которыми будет пропорциональна квадрату параметра перехода - $Q_{k_2 M_5}$.

Поступила 7. X. 1982

Проблемная лаборатория
радиационной физики
твердого тела

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Гуденаф, Магнетизм и динамическая связь. "Металлургия", М., 1968.
2. J.B.Goodenough. Phys. Rev. 89, 282, 1953
3. K.P.Sinha, A.P.Sinka. Ind. J. Pure and Appl. Phys. 2, 91, 1964.
4. I.B.Bersuker, Phys. Lett. 20, 589, 1966.
5. Д.И.Холмский, К.Т.Кугель, Письма ЖЭТФ 15,629, 1972; 23,264,1976.
6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика, М., 1963.
7. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Статистическая физика, М.,1964.
8. Ю.И.Сиротин, М.Н.Шаскольская, Кристаллофизика, "Наука", М., 1975.
9. R.A.Cowley. Phys. Rev. 134 A, 981, 1964.
10. Л.П.Боукарт, Р. Смолуховский, Е.Вигнер, Phys.Rev.v. 50,58,1936.
11. Э.Б.Винберг, Ю.М.Гуфан, В.А.Сахненко, Ю.И.Сиротин, Кристаллография,19,21,1974.
12. K.Herring, J.Franklin Inst. 233, 525, 1942.
13. Ю.М.Гуфан, ФТТ, 13,225,1971.
14. Ю.М.Гуфан, В.П.Сахненко, ЖЭТФ 63, 1919, 1972.
15. Л.Д.Ландау, Собрание трудов,т.I, работа № 28, М.,1969.
16. R.T.Harley, W.Hayes, A.M.Perry, S.R.Smith. J.Phys. C: Solid St. Phys. v.6 2382, 1973.

ე. ზერაგია, თ.ოქროაშვილი, ი. გუფანი, გ.ურუშაძე, ზ.ჩაჩხიანი

კოლექტიური იან-ტელერის გადასვლები პეროვსკიტებში

რეზიუმე

განხილულია იან-ტელერის გადასვლის მექანიზმი პეროვსკიტის ტიპის სტრუქტურებში ზონებში გადაგვარების მოხსნის ხარჯზე, რომლებიც წარმოქმნილია იონის დონეებით O_h^1 ჯგუფის (a) ან (b) მდგომარეობებით. ნაჩვენებია, რომ იან-ტელერის მექანიზმი გვაძლევს მხოლოდ გადასვლებს, რომლებიც აიწერებიან მოწესრიგების ისეთი პარამეტრით რომელიც აკმაყოფილებს ლიფშიცის პირობას სიმეტრიის დაქვეითებით $T_h^5(4)$, $D_{4h}^5(2)$, $O_h^9(4)$, $D_{4h}^1(2)$ -მდე მოყვანილია ამ შემთხვევაში დასაშვები განსაკუთრებული N ფაზური წერტილები ფაზურ დიაგრამებზე $PrAlO_3$ და $KCuF_3$ კრისტალებში გადასვლები სიმეტრიის დაქვეითებით O_h^1 დან $D_4^{18}(2)$ არ აიწერება იან-ტელერის მექანიზმით.

E.Zeragia, T.Okroashvili, Yu.Gufan, G.Urushadze, Z.Chachkhiani

COLLECTIVE JAHN-TELLER TRANSITIONS IN PEROVSKITES

Summary

The paper discusses the Jahn-Teller (JT) mechanism of transition in a perovskite-like structure due to 'the removal of degeneracy in the zones formed by ion levels in (a) or (b) conditions of O^I_h group. It is shown that the JT mechanism leads only to transitions described by an order parameter satisfying the Lifshits condition at symmetry reduction to $T^5_h(4)$; $D^5_{4h}(2)$; $0^9_h(4)$; $D^I_{4h}(2)$. The permissible particular N-phase points on phase diagrams are given. In $PrAlO_3$ and $KCuF_3$ crystals the transitions with symmetry reduction from) O^1_h to $D^{18}_4(2)$ are not described by the JT mechanism.

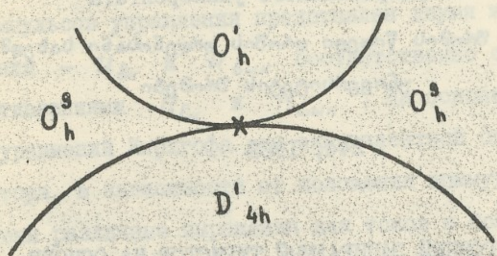


Рис. I.

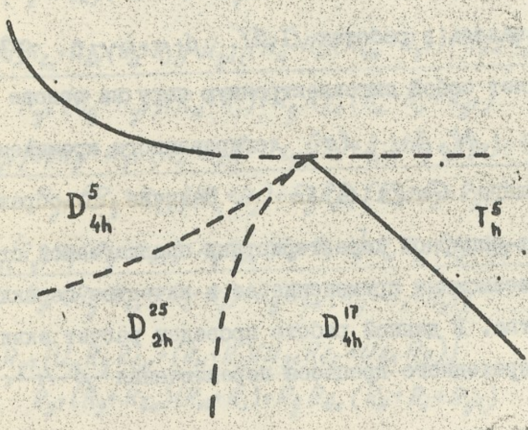


Рис. 2.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

244, 1983

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАПИРАЕМЫЙ ТИРИСТОР НА ОСНОВЕ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Т.Д.Камушадзе, Г.И.Кочорадзе, Ш.М.Мирианашвили
Э.М.Омельяновский, Л.И.Русин, А.А.Шленский

Как отмечалось в работах /I,2/, p-n-i-n^+ структура представляет собой оптоэлектронную пару на основе гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As$ легированного кремнием и полуизолирующего $GaAs:Cr,Sn$. Наличие S-образного участка вольт-амперной характеристики предлагаемой структуры делает возможным применение ее в качестве переключающего устройства. В данной работе проведен расчет эквивалентной схемы переходного процесса переключения p-n-i-n^+ структур.

На рис. представлена эквивалентная схема тиристорной структуры. Тиристор питается от источника напряжения $U_п$ через сопротивление нагрузки $R_н$. Фоторезистивный i-слой изображен в виде последовательной цепочки из идеального светоизлучающего диода $\mathcal{D}$, резистора $R_д$ и источника напряжения $U_{до}$; резистор $R_{ут}$ учитывает сопротивление утечки тока $p-n$ перехода. Генератор прямоугольных импульсов управления представлен двумя источниками напряжения - $U_{вк}$ и $U_{вык}$ соответственно с внутренними сопротивлениями $R_{вк}$ и $R_{вык}$. На основе решений системы уравнений Кирхгофа для эквивалентной схемы замещения тиристора, в зависимости от положения коммутатора $К_I$, были получены различные выражения для токов в основных цепях тиристора и напряжений на его выводах. В случае положения I коммутатора $К_I$ имеем:

$$I_н=\frac{U_п[R_{ут}(R_д+R_{вк})+R_д R_{вк}]-R_{ут}(U_{до}R_{вк}+U_{вк}+U_{вк}U_д)}{R_{ут}(R_д+R_{вк})(R_н+R_j)+R_д R_{вк}(R_н+R_j+R_{ут})}, \quad (I)$$

$$I_д=\frac{R_{ут}[U_н R_{вк}+U_{вк}(R_н+R_j)]-U_{до}[(R_н+R_j)(R_{вк}+R_{ут})+R_{вк}R_{ут}]}{R_{ут}(R_д+R_{ут})(R_н+R_j)+R_д R_{вк}(R_н+R_j+R_{ут})}, \quad (2)$$

$$-I_г=\frac{R_{ут}[U_н R_д+U_{до}(R_н+R_j)]-U_{вк}[(R_н+R_j)(R_д+R_{ут})+R_д R_{ут}]}{R_{ут}(R_д+R_{вк})(R_н+R_j)+R_д R_{вк}(R_н+R_j+R_{ут})}, \quad (3)$$

$$U_c=\frac{U_п[R_{ут}R_j(R_д+R_{вк})+R_д R_{вк}(R_j+R_{ут})]+R_н R_{ут}(U_{до}R_{вк}+U_{вк}R_д)}{R_{ут}(R_д+R_{вк})(R_н+R_j)+R_д R_{вк}(R_н+R_j+R_{ут})}, \quad (4)$$

$$U_д=\frac{R_{ут}[U_н R_д R_{вк}+(R_н+R_j)(U_{до}R_{вк}+U_{вк}R_д)]}{R_{ут}(R_д+R_{вк})(R_н+R_j)+R_д R_{вк}(R_н+R_j+R_{ут})}. \quad (5)$$

Для случая работы тиристора во включенном состоянии после снятия напряжения $U_{вк}$ (положение 2 коммутатора $К_I$), но при использовании генератора управляющих импульсов напряжения с двумя выходами (разомкнутое положение ключа $К_2$) справедливы следующие уравнения:

$$I_H^{02}=\frac{U_n(R_g+R_{yT})-U_{g0}R_{yT}}{R_gR_{yT}+(R_g+R_{yT})(R_H+R_{i0})};$$

$$I_g^{02}=\frac{U_nR_{yT}-U_{g0}(R_H+R_{i0}+R_{yT})}{R_gR_{yT}+(R_g+R_{yT})(R_H+R_{i0})}, \qquad (6)$$

$$U_c^{02}=\frac{U_n[R_gR_{yT}+R_{i0}(R_{g0}+R_{yT})]+U_{g0}R_HR_{yT}}{R_gR_{yT}(R_g+R_{yT})(R_H+R_{i0})}; \qquad (7)$$

$$U_g^{02}=\frac{U_nR_g+U_{g0}(R_H+R_{i0})R_{yT}}{R_gR_{yT}+(R_g+R_{yT})(R_H+R_{i0})}.$$

Для случая работы тиристора в режиме запирания (положение 3 коммутатора K_I, диод $\mathcal{D}$ заперт обратным напряжением $U_{вык}$) справедливы следующие уравнения, полученные нами для токов в основных цепях тиристора и напряжений на его выводах:

$$I_H^3=\frac{U_n(R_{вык}+R_{yT})+U_{вык}R_{yT}}{(R_H+R_{i0})(R_{вык}+R_{yT})+R_{вык}R_{yT}}, \qquad (8)$$

$$-I_r^3=\frac{U_nR_{yT}+U_{вык}(R_H+R_{i0}+R_{yT})}{(R_H+R_{i0})(R_{вык}+R_{yT})+R_{вык}R_{yT}}, \qquad (9)$$

$$U_c^3=\frac{U_n[R_{i0}(R_{вык}+R_{yT})+R_{вык}R_{yT}]-U_{вык}R_HR_{yT}}{(R_H+R_{i0})(R_{вык}+R_{yT})+R_{вык}R_{yT}}, \qquad (10)$$

$$U_g^3=\frac{R_{yT}[U_nR_{вык}-U_{вык}(R_H+R_{i0})}{(R_H+R_{i0})(R_{вык}+R_{yT})+R_{вык}R_{yT}}. \qquad (11)$$

Минимальное напряжение U_g, приложенное к светоизлучающей p-n структуре, при включении тиристора $t_{вк}=0$, когда фоторезистивный слой еще не освещен, должно превосходить напряжение U_{g0}: $U_g\big|_{t_{вк}=0}>U_{g0}$, откуда с учетом выражения (4) и полагая, что темновое сопротивление резистора $R_i=\infty$, получим наименьшее значение напряжения

$U_{вкmin}$ на генераторе запускающих импульсов:

$$U_{вкmin} > U_{до}\left(1+\frac{R_{вк}}{R_{ут}}\right). \tag{I2}$$

После включения $t_{вк}>0$ светоизлучающей p-n структуры без снятия напряжения $U_{вк}$ и освещения фоторезистивного i - слоя его сопротивление R_i уменьшается. В результате происходит увеличение тока $U_д$ через p-n структуру, который не должен превосходить прямое допустимое значение тока $I_{ддоп}$: $I_{ддоп} > I_д\big|_{t_{вк}=0}$, откуда с учетом выражения (2) и полагая, что сопротивление освещенного резистора R_i =0, получим наибольшее значение напряжения $U_{вкmax}$ на генераторе запускающих импульсов:

$$I_{вкmax} < I_{ддоп} R_{вк} R_д \left(\frac{1}{R_{вк}}+\frac{1}{R_д}+\frac{1}{R_н}\right)+U_{до} R_{вк}\left(\frac{1}{R_{вк}}+\frac{1}{R_{ут}}+\frac{1}{R_н}\right). \tag{I3}$$

Минимальное напряжение $U_д^з$ при включении тиристора, приложенное к светоизлучающей p-n структуре через некоторое время после снятия напряжения включения $U_{вк}$, в начальный момент времени включения $t_{вык}$ =0 должно быть не более напряжения $U_{до}$: $U_д^з\big|_{t_{вык}=0} < U_{до}$, откуда с учетом выражения (II) и условия, что в начальный момент времени сопротивление освещенного i - слоя мало и его можно принять за нуль, получим требуемое значение напряжения $U_{выкmin}$ генератора запирающих импульсов:

$$U_{выкmin} > R_{вык}\left[\frac{U_п}{R_н} - U_{до}\left(\frac{1}{R_{ут}}+\frac{1}{R_{вык}}+\frac{1}{R_н}\right)\right]. \tag{I4}$$

После запирания светоизлучающей p-n структуры $t_{вык}>0$ без снятия напряжения $U_{вык}$ сопротивление

i - слоя восстанавливается до высокого значения. В результате увеличивается напряжение U_g^3, которое приложено к $p-n$ структуре в обратном направлении и не должно превосходить напряжения ее пробоя $U_{пр}: U_{пр} > -U_g^3\Big|_{t_{вык}>0}$ откуда с учетом выражения (II) и полагая, что при $t_{вык}>0$ темновое сопротивление i - слоя $R_i = \infty$, получим значение максимального напряжения $U_{вык max}$ на генераторе запирающих импульсов:

$$U_{вык max} < U_{пр}\left(1+\frac{R_{вык}}{R_{ут}}\right). \qquad (I5)$$

Из анализа формул (I2) и (I4) следует, что для уменьшения минимального напряжения включения и выключения тиристора (одно из основных характеристик тиристора) внутреннее сопротивление генератора управляющих импульсов должно быть малым, а сопротивление утечки светоизлучающей $p-n$ структуры по возможности большим.

Поступила I5.XI.1982

Проблемная лаборатория
физики полупроводников

ЛИТЕРАТУРА

I. Г.И.Кочорадзе, Г.Б.Михайлов, А.А.Рубенко, Э.М.Омельяновский, Электронная техника 5 (83), 3, 1979.

2. Г.И.Кочорадзе, Г.Б.Михайлов, Микроэлектроника 8,3,I979.

თ.ქამუშაძე, გ.ქოჩორაძე, შ.მირიანაშვილი, ე.ომელიანოვსკი, ლ.რუსინი, ა. შლენსკი

ოპტოელექტრონული ჩამკეტი ტირისტორი ნახევრად იზოლირებულ გალიუმის არსენიდის საფუძველზე

რეზიუმე

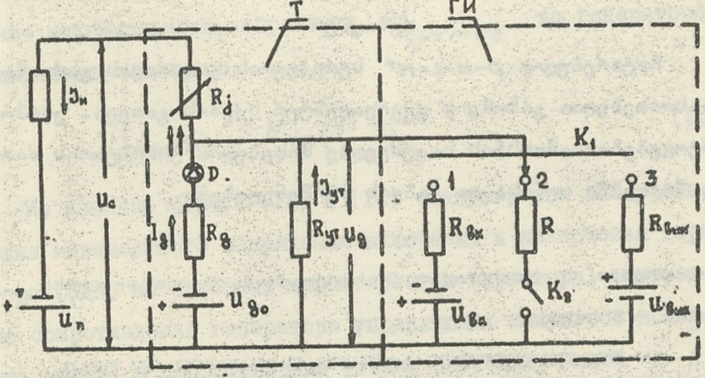
ჩატარებულია $p-n-i-n^+$ სტრუქტურის გადართვის გარდამავალ მახასიათებელთა გაზომვის ექვივალენტურ სქემის გათვლა. კირხოფის განტოლებების ამოხსნის საფუძველზე მიღებულია ტირისტორის ძირითად წრედებში დენისა და ძაბვის მნიშვნელობები.

T.Kamushadze, G. Kochoradze, Sh.Mirianashvili, E.Omel'yanovski, L.Rusin, A.Shlenski

AN OPTOELECTRONIC LATHING THYRISTOR ON SEMI-INSULATING GaAs

Summary

An equivalent circuit has been designed for measuring the transient characteristics of switching $p-n-i-n^+$ structures. Expressions for currents in the main circuit of the thyristor and for voltages at its terminals have been derived, using the Kirchhoff equations.



2(1)

Рис.
Эквивалентная схема замещения тиристорной структуры со схемой управления.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
244, 1983

О РЕКОМБИНАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $A_{IV}B_{VI}$

Л.П.Бычкова, О.И.Даварашвили, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов

В настоящее время усиленно разрабатываются инжекционные лазеры в области спектра 4–20 мкм на основе твердых растворов $A_{IV}B_{VI}$. С целью повышения рабочей температуры лазеров и эффективности их работы важное значение имеет уточнение характера рекомбинационных процессов, установление зависимости основных оптических параметров от состава, выявление путей повышения внутреннего квантового выхода излучения.

Анализу этих вопросов и посвящена данная работа.

§ I О механизмах излучательной и безызлучательной рекомбинации в твердых растворах $A_{IV}B_{VI}$

В полупроводниках типа $A_{IV}B_{VI}$ зона проводимости L_6^- и валентная зона L_6^+, образующие минимальную ширину запрещенной зоны, расположены в одной и той же точке к-пространства.

Ввиду малых значений эффективных масс и больших значений диэлектрической проницаемости, рекомбинационное излучение носит в основном междузонный характер. Зона-зонные переходы разрешены правилами отбора из-за различия четности состояний, соответствующих зоне проводимости и валентной зоне. Несмотря на малые эффективные массы, интенсивность излучения ожидается большой, так как эффективная масса плотности состояний $m_б$ велика из-за 4-долинной зонной структуры $m_б = 4^{2/3} m_n^*$. Зависимость скорости спонтанного излучения от энергии излучения может быть выражена

$$r_{in}(h\nu) = \frac{A \cdot h\nu \sqrt{h\nu - E_g}}{\left[1 + exp\left(\frac{h\nu - E_g}{2KT} - \frac{F_n}{KT}\right)\right]\left[1 + exp\left(\frac{h\nu - E_g}{2KT} - \frac{F_p}{KT}\right)\right]} . \tag{I}$$

Если с повышением уровня возбуждения создается инверсия населенности, т.е. выполняется условие

$$E_g < E < E_g + F_n + F_p ,$$

то возникает вынужденное излучение. В низкотемпературном приближении коэффициент усиления света равен /I/

$$G = \frac{c^2 h^3 \eta}{8\pi N^2 E_g^2 d \Delta E} \cdot \frac{I}{h\nu} ,$$

где η - внутренний квантовый выход, I-мощность накачки, N - показатель преломления, d - ширина активной области, ΔE - ширина линии спонтанного излучения.

Если коэффициент потерь α определяется поглощением на свободных носителях, то

$$\alpha = \frac{n e^3 h^2}{\pi N E_g^2 c \mu m_б^2} ,$$

где $m_б$ - эффективная масса на уровне Ферми.

Тогда стимулированное излучение должно появиться при мощностях, пороговое значение которых определяется условием:

$$I_{пор} = \frac{8e^3(\hbar\nu_0)\,d\,N\Delta E\,n}{c^3\hbar\,\mu\,m_б^2\,\eta} \qquad (2)$$

Помимо рассмотренных выше процессов излучательной рекомбинации электронно-дырочная пара может рекомбинировать безызлучательно: Оже-рекомбинация, рекомбинация на поверхности или на дефектных центрах.

Как известно, при Оже- эффекте энергия, высвобождающаяся рекомбинирующим электроном, поглощается другим электроном, который затем рассеивает эту энергию путем испускания фононов. Без учета междолинного взаимодействия вероятность Оже-процесса зависит от температуры, ширины запрещенной зоны, концентрации носителей следующим образом:

$$\tau_A^{-1} \sim n^2 \exp\left(-E_g/2kT\right).$$

При исследовании зависимости интегральной интенсивности излучения от состава, температуры и уровня возбуждения оказалось /3,4/, что:

I) Интенсивность излучения в обоих твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и $Pb_{1-x}Sn_xSe$ с возрастанием x (уменьшением E) спадает медленнее, чем в приведенной зависимости, и связана с уменьшением вероятности излучательных процессов в более узкозонных полупроводниках, которая, как известно, пропорциональна $E_g^2 N m^{*-1}$ /5/.

2) Температурное загасание спонтанной люминесценции также объясняется уменьшением вероятности излучательной рекомбинации свободных электронов и дырок /6/:

$$R_{сп} \sim T^{-1/2} \frac{E_g}{kT}$$

3) Вплоть до уровней возбуждения 10^5 вт/см^2 интенсивность излучения линейно возрастает в отличие от квадратичной зависимости, соответствующей Оже-процессам.

Хотя при учете взаимодействия электронов, принадлежащих к разным долинам, согласно /2/, зависимость видоизменяется:

$$\tau_A^{-1} \sim n^2 \exp\left(-\gamma E_g / 2kT\right)$$

где $\gamma = \frac{m_\perp}{m_\ell}$ — отношение поперечной эффективной массы к продольной, однако уменьшение τ_A, связанное с $\gamma > 1$, и в этом случае не столь значительно, чтобы определить безызлучательный механизм рекомбинации.

Таким образом, при $T \leq 80$ К и $I \leq 10^5$ вт/см^2 Оже-процесс не является доминирующим каналом рекомбинации в твердых растворах $A_{IV}B_{VI}$.

По-видимому, конкурирующим механизмом с излучательной рекомбинацией является безызлучательная рекомбинация на дефектных центрах.

§ 2. Расчет спектров излучательной рекомбинации и их сравнение с экспериментальными результатами.

Исходя из модели прямозонных излучательных переходов с сохранением квазиимпульса, по формуле (I) были рассчитаны спектры излучательной рекомбинации в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и $Pb_{1-x}Sn_xSe$, а также спектры излучения в четверном твердом растворе $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$ изопериодическом с $PbSe$.

Твердые растворы $Pb_{1-x}Sn_xSe$ $(0 \leq x \leq 0{,}2)$ и

$Pb_{1-x}Sn_xTe$ $(0 \leqslant x \leqslant 0,25)$ были получены методом жидкофазной эпитаксии /7,8,9/. Концентрация основных носителей, например, в $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ изменялась от $p=10^{16}$ см$^{-3}$ до $p=3\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ в интервале $T_э=450-650^oC$; а в $Pb_{1-x}Sn_xSe$ при Т.эпитаксии $\geqslant 540^oC$ $n \geqslant 2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Значения концентраций носителей при расчетах спектров для $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$ были приняты такими же, как и для $Pb_{1-x}Sn_xSe$, т.к. слои $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$, изопериодические с $PbSe$, при $x < 0,2$ содержат малое количество теллура. При значениях $h\nu \simeq E_g$ скорость излучательной рекомбинации в основном определяется членом $h\nu\sqrt{h\nu-E_g}$ и резко возрастает с увеличением $h\nu$. Поэтому в расчетах для энергий, близких к ширине запрещенной зоны, шаг был выбран I мэв.

При $h\nu > E_g$ заметное влияние на величину $r(h\nu)$ начинает оказывать та функция распределения Ферми-Дирака, значение которой определяется меньшим квазиуровнем Ферми, т.е. концентрацией неосновных носителей.

При высоких уровнях возбуждения вклад вносят обе функции распределения- ход зависимости становится экспоненциальным, шаг для значений $h\nu$ составлял 5 мэв.

Следует отметить, что для переходов с нарушением правила отбора по $\vec{k}$ линия спонтанного излучения принимает более симметричную форму, уширяется, а ее максимум смещается в коротковолновую сторону.

Положение квазиуровней Ферми определялось из соотношения

$$n = N_c \mathcal{F}_{1/2}(\eta), \tag{3}$$

где n - концентрация электронов в зоне проводимости,

$\mathcal{F}_{1/2}(\eta)$ - интеграл Ферми-Дирака $\left(\eta = \frac{F_n - E_u}{kT}\right)$,

$$N_c = 2\left[\frac{2\pi m_б kT}{(2\pi\hbar)^2}\right]^{3/2},$$

$m_б$ - эффективная масса плотности состояний на уровне Ферми. Аналогично ведется рассмотрение и для дырок.

Концентрация инжектированных носителей принимается пропорциональной интенсивности возбуждения в соответствии с экспериментом /3/

$$\Delta n = \Delta p = \frac{I\tau}{(h\nu_0)L_d},$$

где $h\nu_0$ - энергия кванта возбуждения,

$\tau = \tau_1 \eta$ - время жизни носителей (например, для $Pb_{0,94}Sn_{0,06}Se$ и $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ τ_1 полагалось равным 10^{-7} сек.),

L_d - диффузионная длина (значения L_d в зависимости от концентрации носителей изменялись от 2 до 12 мкм и если толщина слоев меньше L_d, то L_d заменяется на значение толщины слоя d).

При малых уровнях возбуждения положение уровня Ферми рассчитывалось из (3) в параболическом приближении. При больших уровнях возбуждения учитывалась зависимость эффективной массы, а вместе с ней и квазиуровней Ферми от концентрации носителей. Принималось во внимание, что характер зависимости плотности состояний от энергии и в неквадратичном законе дисперсии остается тем же. Соответствующие значения квазиуровней Ферми взяты из /10/.

В таблице представлены значения параметров, необходимых для расчета $\eta(h\nu)$ для $Pb_{0,94}Sn_{0,06}Se$ и

$Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$, взятых в качестве примера.

На рис.I приводится спектр $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ с концентрацией носителей $I \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ и I=I00 вт/см^{2} и T=80K. Сплошными линиями изображены экспериментальные спектры ФЛ.

Как видно из рис.I, рассчитанный спектр хорошо согласуется с экспериментальным. Это позволяет утверждать, что в исследованных спектрах и соответствующих им эпитаксиальных слоях излучательная рекомбинация обусловлена прямыми зона-зонными переходами с сохранением квазиимпульса. По резкому длинноволновому краю линии излучения оказалось возможным определить ширину запрещенной зоны соответствующих составов.

Спектры спонтанного излучения исследовались при T=I0K (рис.2) и 80K. При этих температурах спектр излучения состоял из одной асимметричной линии, уширяющейся с возрастанием температуры. Полуширина линии составляла (2 ÷ 3) кT и увеличивалась при возрастании уровня возбуждения в образцах. При возрастании температуры спектры излучения сдвигались в коротковолновую сторону, что связано с аномальным характером зависимости E_g от T.

При обеих температурах заметно снижение интенсивности излучения в экспериментальных образцах с коротковолновой стороны, что свидетельствует о перепоглощении спонтанного излучения в кристалле. Из-за уменьшения длины диффузии с ростом температуры перепоглощение проявляется слабее.

При исследовании формы спектральной линии в зависимости от концентрации основных носителей n выявилось, что форма линии для исследуемого диапазона концентраций сохраняет асимметричный вид и полуширина линии определяется соотношением уровня возбуждения и концентрации основных носителей. Когда уровень возбуждения мал и соответственно $\Delta n \ll n$, то полуширина составляет (2-3) кТ; при $\Delta n \approx n$ полуширина линии начинает заметно возрастать; возрастает и $(h\nu_{max} - E_g)$ из-за определяющего участия в рекомбинационном излучении носителей, более удаленных от краев зон. Это иллюстрируется рис.I,3 и табл.I. Если на эксперименте полуширина спектра менялась на 2-3 мэв, при росте концентрации основных носителей от $1 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ до $1 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, то расчеты дают несколько большее значение ~ 6 мэв. Это объясняется тем, что в расчетах учитывалось уменьшение L_d с ростом концентрации носителей, а время жизни носителей $\tau = \tau_н \cdot \eta$ при этом считалось неизменным и равным $\sim 1 \cdot 10^{-9}$с.

Подбирая соответствующим образом соотношение $I_н$ и n, можно выявить зависимость полуширины линии излучения от концентрации основных носителей. На рис. 4 приведена зависимость полуширины спектральной линии $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ от концентрации носителей при постоянном уровне возбуждения. Как известно, различные концентрации носителей, входящие в эту зависимость, соответствуют различным температурам эпитаксии.

В дальнейшем с целью уточнения метасолидуса Хармана (рис.5) будет представлять интерес сравнение его с концентрациями, полученными из данной зависимости. Такую зависимость можно проследить на образцах, в которых спонтанное излучение наблюдается в большом диапазоне уровней возбуждения.

В отличие от $Pb_{1-x}Sn_xTe$ спектры эпитаксиальных слоев $Pb_{1-x}Sn_xSe$ характеризуются узкой линией излучения (рис.6) ($\Delta h\nu$ =3-6 мэв), в то время как расчет (табл.I) при самых минимальных уровнях возбуждения, соответствующих пороговой чувствительности регистрирующей аппаратуры, дает $\Delta h\nu \approx$ 25-30 мэв (здесь следует обратить внимание на то, что при вырождении $\Delta h\nu$ начинает превышать (2÷3) кТ.

Напротив, в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с повышением уровня возбуждения можно наблюдать эволюцию спектров, проявляющуюся в том, что на фоне линии спонтанного излучения обычно с длинноволновой стороны появляется пик вынужденного излучения и резко растет интенсивность (рис.7).

В таком случае и по спектрам вынужденного излучения $Pb_{1-x}Sn_xSe(Te)$ можно с достаточной точностью определять ширину запрещенной зоны известного состава.

Как показывают оценки, вынужденное излучение и в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ начинается при невысоких уровнях возбуждения $\sim$ 200-300 вт/см^2. Например: при E_g =20 мэв, d = I4 мкм, p =3·10^{17}см$^{-3}$, μ =0,6·10^{4}см^2/в·сек, $\frac{m_б}{m_0}$ =0,06 для x=0,15÷0,2 пороговая мощность возбуждения равна I_n =262 вт/см^2.

Результаты расчетов по спектрам спонтанного излучения

Система	n_o, p_o см$^{-3}$	J, вт/см^2	$\Delta n = \Delta p$ см$^{-3}$	F_n/kT	F_p/kT	$\Delta h\nu$ мэв	$h\nu_{max} - E_g$ мэв
$Pb_{1-x}Sn_xTe$	$3\cdot IO^{I7}$	I00	$8,00\cdot IO^{I5}$	-2,9	I,3	I9	6
x=0,2	$3\cdot IO^{I7}$	500	$3,72\cdot IO^{I6}$	-I,3	I,5	2I	7
(E_g=II0эв)	$3\cdot IO^{I7}$	5000	$3,72\cdot IO^{I7}$	2,6	5,07	48	27
	$I\cdot IO^{I6}$	I00	$6,45\cdot IO^{I5}$	-3,2	-2,2	I3	4
$Pb_{1-x}Sn_xSe$ x = 0.06	$2\cdot IO^{I8}$	60	$6,67\cdot IO^{I5}$	II,6	-3,I	28	8
(E_g=II2эв)	$2\cdot IO^{I8}$	20	$2,22\cdot IO^{I5}$	II,6	-4,2	27	8

§ 3. Зависимость E_g от состава x в четверных твердых растворах. $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$, изопериодических с $PbSe$, и возможность повышения внутреннего квантового выхода излучения

Определенная по длинноволновому краю зависимость E_g от состава x тройных твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xSe$ и $Pb_{1-x}Sn_xTe$ $E_g = f(x)$ показала хорошее соответствие с литературными данными /II/. Это позволило впервые построить зависимость ширины запрещенной зоны E_g от состава x в твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$, изопериодических с $PbSe$ (рис.8).

В настоящее время основная задача при создании лазеров в области спектра 4–20 мкм состоит в повышении внутреннего квантового выхода излучения. Одним из путей его увеличения является легирование материала с целью уменьшения концентрации вакансионных дефектов или снижения уровня концентрации основных носителей при компенсации.

В литературе /I2/ имеются данные о легировании $PbTe$, $PbSe_{0,08}Te_{0,92}$, $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ примесями In, Tl, Cd. Указывается, что введение In, являющегося донорной примесью, увеличивает концентрацию электронов в этих материалах, причем, концентрация насыщения при переходе от $PbTe$ к $PbSe_{1-y}Te_y$ возрастает. Т.к. твердый раствор $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ при жидкостной эпитаксии кристаллизуется в виде материала p-типа, то легирование In сначала приводит к уменьшению концентрации дырок в нем, а затем к его перекомпенсации в n-тип, о чем сообщается в работе /I3/.

В наших экспериментах в твердые растворы $Pb_{1-x}Sn_xSe$

и $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$ вводились легирующие примеси In, Bi, Tl при следующих температурах эпитаксии и составах жидкой фазы:

760 С $Pb_{0,8921}Sn_{0,039}Se_{0,063}Te_{0,002}Bi_{0,0039}$

660 С $Pb_{0,938}Sn_{0,039}Se_{0,019}Te_{0,0022}In_{0,0018}$

760 С $Pb_{0,879}Sn_{0,042}Se_{0,074}Tl_{0,005}$

При введении In и Bi наблюдалось снижение квантово-го выхода излучения.

При легировании Tl достигнуто как минимум трехкратное возрастание квантового выхода. Это можно объяснить тем, что донорные примеси In и Bi увеличивают концентрацию электронов выше оптимальной и повышают дефектность эпитаксиального слоя, а Tl являясь в этом случае акцептором, снижает концентрацию электронов, приближая ее к оптимальной.

Следует отметить, что при максимальном введении Tl в жидкую фазу, когда источник $PbSe$ полностью замещается $TlSe$, материал сохранял n -тип проводимости. Это может быть связано с амфотерным действием Tl, проявляющим одновалентность или трехвалентность при замещении свинца в решетке кристалла или в связи с отсутствием противодавления селена в открытой системе жидкофазной эпитаксии.

Выводы

В заключение отметим, что ввиду соответствия экспериментальных спектров ФЛ с рассчитанными по модели зона-зонных переходов, можно считать, что излучательная рекомбинация определяется межзонными переходами с сохранением квазиимпульса.

Опираясь на этот факт, по положению длинноволнового края в спектрах излучения четвертого твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$ впервые была построена зависимость ширины его запрещенной зоны от состава.

При увеличении уровня возбуждения спектр спонтанного излучения быстро эволюционирует из-за малых значений порогового уровня возбуждения I_n и переходит в стимулированное излучение.

По зависимости полуширины спектральной линии от концентрации основных носителей предполагается уточнение диаграммы Хармана - области гомогенности твердых растворов $A_{IV}B_{VI}$.

Установлено, что легирование Tl повышает интенсивность излучения не менее трех раз.

Поступила 10.IX.1982

ЛИТЕРАТУРА

1. О.В.Богданкевич, С.А. Дарзнек, П.Г.Елисеев, Полупроводниковые лазеры, "Наука", Москва, 1976.
2. P.R.Emtage, J. of Appl Phys., 47, 2565, 1976.
3. Д.М.Гуреев, О.И.Даварашвили, И.И.Засавицкий, Б.Н.Мацонашвили, А.П.Шотов, ФТП, 12, 1741, 1978.
4. Д.М.Гуреев, О.И.Даварашвили, И.И.Засавицкий, Б.Н.Мацонашвили, А.П.Шотов, ФТП, 13, 1752, 1979.
5. W.P.Dumke, Phys. Rev., 132, 1998, 1963.
6. Н.С.Барышев, Автореферат докторской диссертации. Казань, 1970.
7. О.И.Даварашвили, З.С.Качлишвили, Ю.Т.Пухов, Н.Г.Рябцев, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов, Труды ТГУ, 190, 87, 1977.
8. А.П.Шотов, О.И.Даварашвили. Известия АН СССР, сер. "Неорганические материалы", 13,610, 1977.
9. Л.П.Бычкова, Г.Г.Гегиадзе, О.И.Даварашвили, В.П.Зломанов, Р.И.Чиковани, А.П.Шотов, ДАН СССР, 259, 83, 1981.
10. И.В.Кучеренко, А.П.Шотов, ФТП, 12, 1807, 1978.
11. Д.М.Гуреев, О.И.Даварашвили, И.И.Засавицкий, М.Н.Мацонашвили, А.П.Шотов, ФТП, 9,1902, 1975.
12. Z.Zetz, A.Zemel, T.Sternberg, 4th International conference of the physics of narrow gap semiconductors Linz, Austria, September, 1981
13. А.П.Шотов, О.И.Даварашвили, Е.Г.Чижевский, Краткие сообщения по физике, 4, 14, 1976.

ლ. ბიჩკოვა, ო.დავარაშვილი, რ. ჩიქოვანი, ა.შოტოვი

$A_{IV}B_{VI}$ მყარ ხსნარებში რეკომბინაციული გამოსხივების შესახებ

რეზიუმე

ნაშრომში ჩატარებულია $A_{IV}B_{VI}$ მყარი ხსნარების რეკომბინაციული გამოსხივების სპექტრის თეორიული განხილვა დენის გადამტანთა ეფექტური მასის კონცენტრაციისაგან დამოკიდებულების მხედველობაში მიღებით და ამ სპექტრების ექსპერიმენტული ფოტოლუმინესცენციური სპექტრებთან შედარებითი ანალიზი. პირველად არის წარმოდგენილი მონაცემები Tl მინარევის გავლენის შესახებ $Pb_{1-x}Sn_xSe(Te)$ მყარ ხსნარებში გამოსხივების ინტენსივობაზე და აკრძალული ზონის სიგანის დამოკიდებულებაზე $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$ მყარი ხსნარების ისეთი შემადგენლობისაგან, რომლებიც იზოპერიოდული არიან $PbSe$-ის მიმართ.

L.Bychkova, O.Davarashvili, R.Chikovani, A.Shotov

ON RECOMBINATION EMISSION IN $A_{IV}B_{VI}$ SOLID SOLUTIONS

Summary

Recombination emission spectra of $A_{IV}B_{VI}$ solid solutions have been calvulated, considering the dependence of effective mass on carrier concentration, and compared with experimental PL spectra. For the first, time, data are presented on the Tl impurity effect on the emission intensity in $Pb_{1-x}Sn_xSe(Te)$ and on the dependence of the band gap on the composition of $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$, isoperiodic with PbSe.

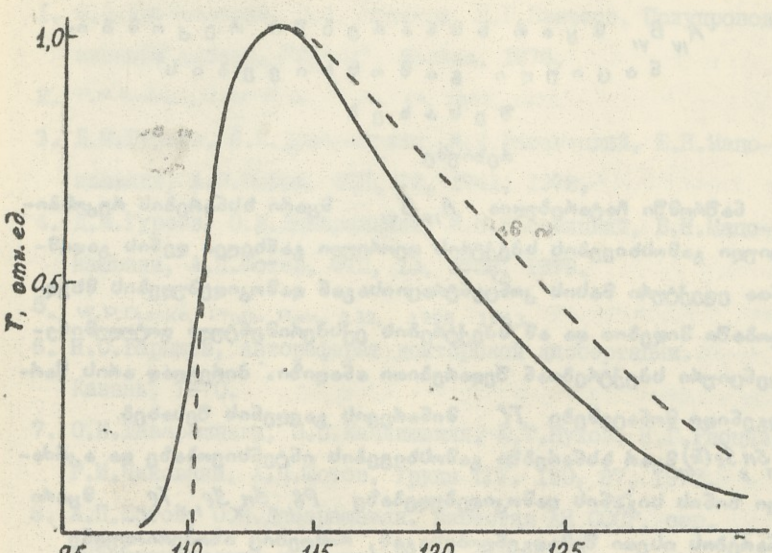


Рис. I.

Спектр ФЛ эпитаксиальных слоёв твёрдых растворов $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$. ——— - эксперимент, - - - -расчёт, T= 80 K, I = 100 вт/см^2, n=I·10^{16} см$^{-3}$.

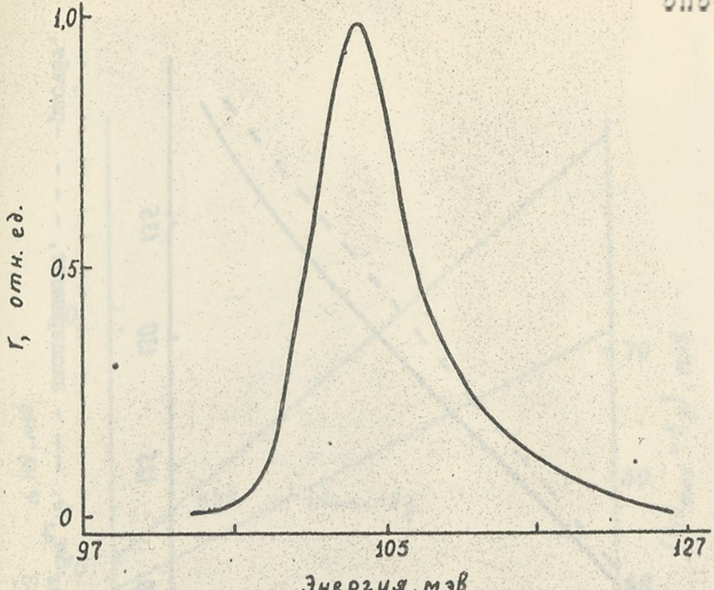


Рис. 2.

Спектр ФЛ эпитаксиального слоя $Pb_{0,85}Sn_{0,15}Te$. T=10K, I=20 вт/см^2.

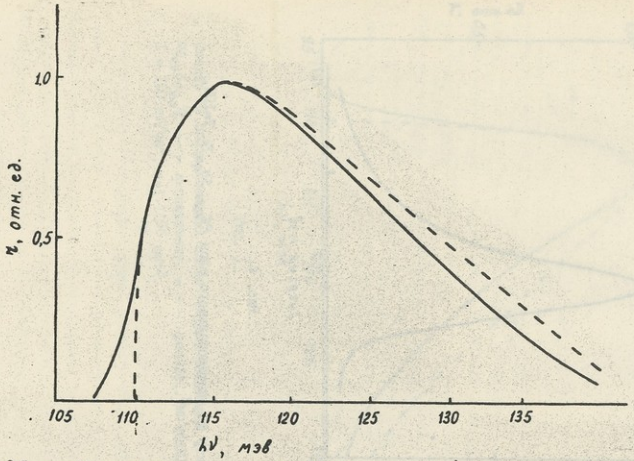


Рис. 3 Спектр ФЛ эпитаксиального слоя $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$. —— - эксперимент, - - - -расчёт, T = 80 K, I=100вт/см^2, n=3·10^{17}см$^{-3}$

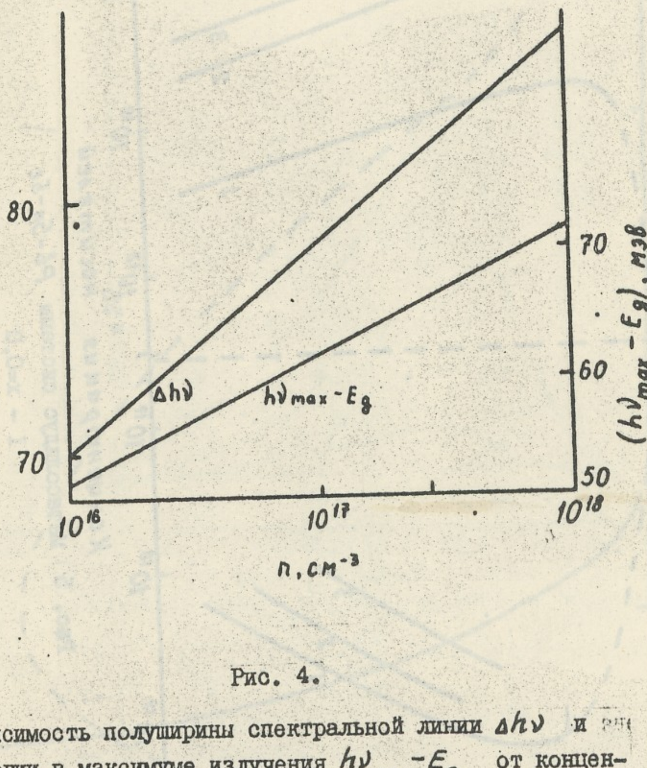


Рис. 4.

Зависимость полуширины спектральной линии $\Delta h\nu$ и энергии в максимуме излучения $h\nu_{max} - E_g$ от концентрации основных носителей.

$T = 80K$, $I = 5 \cdot 10^4$ вт/см^2, $\eta = 0{,}01$

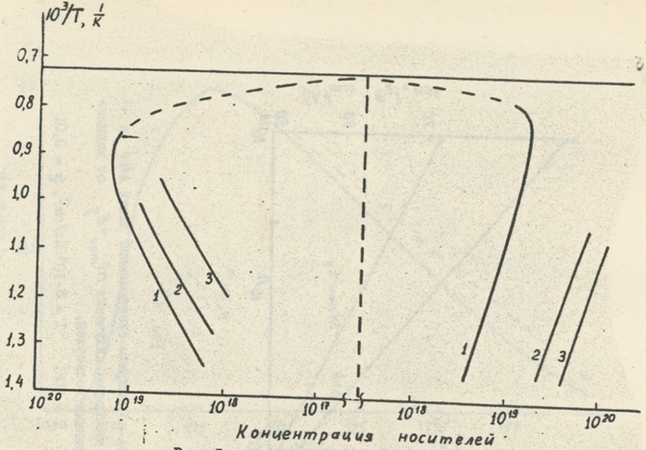


Рис. 5 Метасолидус системы $Pb-Sn-Se$

I – x=0,0

2 – x = 0,07

3 – x = 0,25

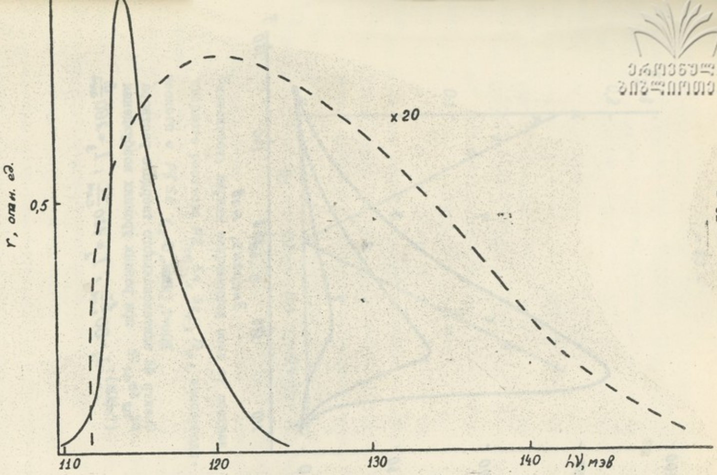


Рис. 6 Спектр ФЛ эпитаксиального твердого раствора $Pb_{0,94}Sn_{0,06}Se$. — - эксперимент, - - - -расчёт, T=80K, I=60вт/см^2, n=2·10^{18} см$^{-3}$.

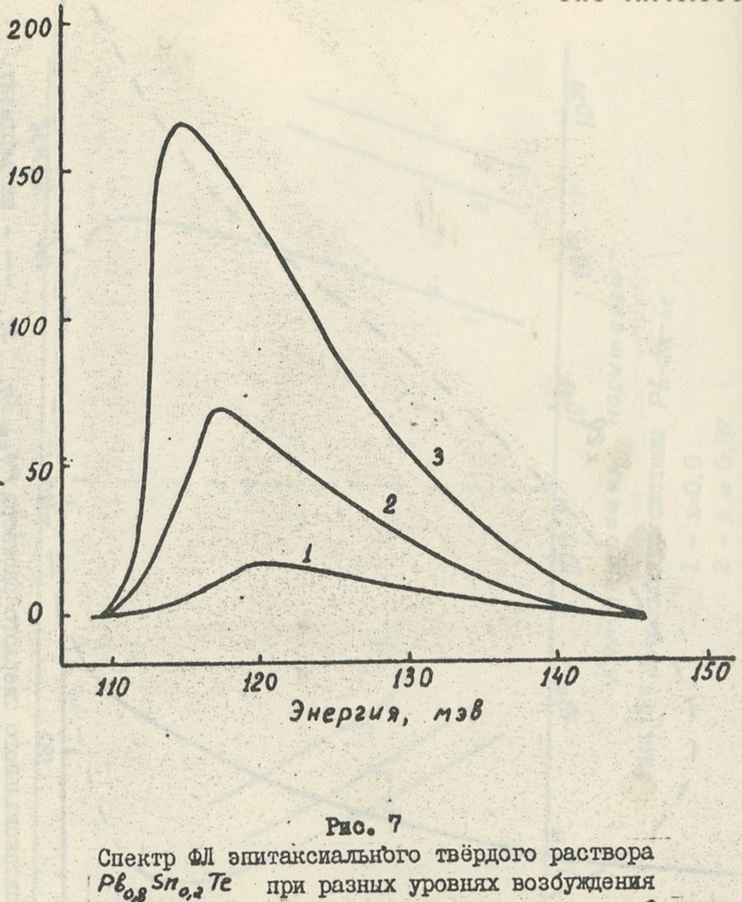


Рис. 7
Спектр ФЛ эпитаксиального твёрдого раствора $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ при разных уровнях возбуждения (T=80K): $I_1 = 80\,\frac{вт}{см^2}$, $I_2 = 130\,\frac{вт}{см^2}$, $I_3 = 280\,\frac{вт}{см^2}$

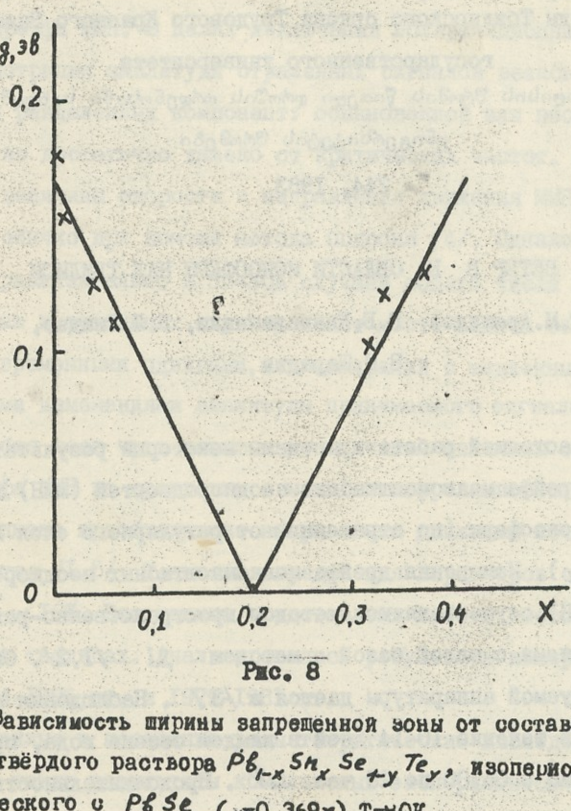


Рис. 8

Зависимость ширины запрещённой зоны от состава твёрдого раствора $Pb_{1-x}Sn_xSe_{1-y}Te_y$, изопериодического с $PbSe$ (y=0,369x), T=80K

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
244, 1983

ВЕТЕР В Е ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ НАД ТБИЛИСИ

Г.М.Арошидзе, Г.Б.Киквилашвили, З.Л.Лиадзе,
З.С.Шарадзе

В настоящей работе приведены некоторые результаты измерения дрейфа мелкомасштабных неоднородностей (ММН) в Е области ионосферы (по отражениям от регулярного слоя Е и слоя E_s). Измерения дрейфа мелкомасштабных неоднородностей (ММН) осуществлялись методом пространственно-разнесенного приема с малой базой - методом ДI /I,2/. Описание используемой аппаратуры дается в /3/ . Наблюдения проводились в течение I0-I4 дней в каждом сезоне года, преимущественно с 06.00 по 20 час. LT . Продолжительность сеанса составляла не менее 20-30 мин., и во многих случаях непрерывные наблюдения за дрейфами продолжались в течение 60-I80 мин. Величины скоростей и направления дрейфа ММН вычислялись по 5-минутным интервалам. Проведение длительных (> I часа) сеансов наблюдения за дрейфами ММН было вызвано необходимостью получить достаточный статистический материал о короткопериодических (~ I0-60 мин.) вариациях скорости дрейфа, связанных с атмосферными внутренними гравитационными волнами (ВГВ). Учет таких вариаций в каждом конкретном случае позволяет наиболее точно определить среднюю скорость дрейфа ММН. В целях исключения поляризационных явлений регистрация амплитуды отраженных сигналов велась только для разделенных компонент: обыкновенной или необыкновенной, но достаточно далеко от критических частот. Определение величины скорости и направления движения ММН производится обычно при помощи метода подобия /4/. Однако он применим приблизительно в 30-30% случаев общего числа наблюдений, так как в остальных случаях имеют место записи со знакопеременными временными сдвигами, или замираний с медленными и хаотическими изменениями амплитуды принимаемого сигнала. Метод подобия дает чуть завышенные значения величины скорости дрейфа ММН по сравнению с методом корреляционного анализа. Однако преобладающие направления движения почти не отличаются /I,5/. Точность определения параметров составляет $\sim$ 15%. Все данные представлены либо в гистограммах, либо в таблицах. Анализировались результаты измерения за 1974-1976 гг. и 1979-1981 гг.

Проведенные в последние годы теоретические исследования /6/, а также результаты комплексных экспериментов по одновременному измерению движений в ионосфере различными методами (ДП, радиолокация метеоров, оптическое прослеживание искусственных облаков, образуемых с помощью геофизических ракет, некогерентное рассеяние и т.д.) /7-9/, показали, что метод ДП, измеряющий горизонтальный дрейф ММН, дает надежную информацию о нейтральном ветре для высот ниже 130-140 км и о дрейфе плазмы выше 180 км. Принципиальная погрешность измерений скорости не более 20% по модулю и не более 30% по направлению. Сопоставление наших результатов с модельными расчетами ветров в нижней термосфере для средних широт ($\sim 45^{o}N$) /I0/ показывает довольно хорошее согласие и говорит в пользу вышесказанного заключения. Следовательно, в дальнейшем будем придерживаться общепринятого определения: вместо "дрейфа ММН в Е области" будем использовать термин "ветер в Е области".

I. Сезонные изменения характеристик ветра в Е области

Анализ материала наблюдений показал, что скорость ветра изменялась в основном в пределах I0-I70 м/сек, причем число случаев скорости, превышающей I40 м/сек, незначительно по отношению к общему числу случаев. Наиболее вероятные скорости приходились на интервалы в 40-I30 м/сек (в регулярном слое Е) и 30-II0 м/сек (в слое E_s). Больших отклонений наиболее вероятных скоростей по сезонам не наблюдается: весной и зимой наиболее вероятные скорости находятся в пределах 50-I40 м/сек, осенью - 40-I20 м/сек, а летом они лежат в интервале 40-II0 м/сек. Наблюдается небольшое увеличение скорости зимой и весной.

Распределение направления ветра в слое Е в зависимости от сезона года иллюстрируется на рис. I и 2. Прослеживается заметное изменение направления дрейфа по сезонам: летом преобладающим направлением является направление на восток(рис. 2 б),осенью и зимой - западное, юго-западное (рис.I). Весной дрейф преимущественно направлен в северо-восточном направлении (рис. 2 а), хотя именно весной иногда наблюдается менее устойчивое направление дрейфа ММН (см. рис.2 а), что по нашему мнению, вызвано неустойчивостью динамического режима во время весенней перестройки циркуляции атмосферы /II,I2/. Полученные сезонные распределения направления движения ММН не противоречат результатам эмпирических /I0-I5/ и полуэмпирической моделей /I7/, в которых обобщались многочисленные данные экспериментальных измерений ветров методами ДI, Д2, некогерентного рассеяния, частичных отражений и ракетного зондирования.

2. Ветер в слоях E и E_s ионосферы

В настоящее время конкурируют две гипотезы относительно структуры движения ММН внутри слоя E_s. Первая /I7/ - согласно которой слой E_s как динамическое образование за счет ветровых сдвигов /I8/ сам "выбирает" тот профиль ветра, при котором он наблюдается. Результаты работ /I7, I8/ показывают, что такое действительно бывает, но эти эффекты не столь строго ограничивают вид профиля ветра. В большинстве случаев на уровне появления E_s имеют место самые различные направления ветра. Наблюдается, правда, некоторая тенденция к преобладанию движения на северо-запад и юго-запад /I7/. Вторая точка зрения заключается в том, что динамический режим атмосферы определяется прежде всего высотой исследуемой области (т.е. связанными с высотой параметрами - плотностью, температурой, степенью ионизации, степенью замагниченности плазмы и т.п.), а не типом ионосферного слоя, от которого отражается радиоволна /I9/. С целью решения вопроса о том, какая точка зрения более адекватна реальным ионосферным условием, были сопоставлены данные по регулярному Е и слою E_s, полученным в одни и те же периоды суток. На рис. 3, 4, 5 приводятся гистограммы величины скоростей и направления среднего ветра для слоев Е и E_s, взятых за I974-I976 и I979-I98I гг. В гистограммах выделяются по два максимума: для слоя E_s - 60-80 м/с и I20-I40 м/с, а для слоя Е - 60 ÷ 80 и I00 ÷ I20 м/с. Различия в значениях скорости (V) для обоих слоев не замечено. Далее видно (рис. 2) также общее хорошее сходство распределений направления движения ММН для обеих слоев. Выделяются северо-восточные и юго-западные направления движения. Из рассмотрения сезонных гистограмм направления ветра в области Е (рис. I) следует, что в осенний период дрейф имел преимущественно юго-западное направление. В августе дрейф был направлен на юго-восток.

Основные результаты могут быть сведены к следующему:

I. В области Е метод измерения ионосферных дрейфов Д1 дает результаты, хорошо согласующиеся в общепринятой картиной нейтральных ветров.

2. Структура ветра в интервале высот I00-II5 км в регулярном Е и в слое E_s одинакова в одни и те же периоды суток.

Поступила 6.XI.1982

Кафедра радиофизики ТГУ
НИЛ ионосферы

ЛИТЕРАТУРА

I. С.Ф.Миркотан, Ю.В.Кушнеревский, Неоднородная структура и движения в ионосфере. Сб.Ионосферные исследования, № I2, М., "Наука", I964.

2. Э.С.Казимировский, В.Д.Кокоуров, Движения в ионосфере, Новосибирск, "Наука", 1979.

3. Г.М.Арошидзе, Д.К.Квавадзе, К.И.Мурманишвили, Измерение дрейфа неоднородностей в ионосфере. Труды ТГУ, 1969, т. 133, 189.

4. Instruction Manual, N5, The Ionosphere, vol III, The Measurement of Ionospheric Drifts. Ed. by W.J.G.Beynon, G.M.Brown, Publ. Comm. of CSAGI, London, 1956.

5. Ю.В.Кушнеревский, Е.С.Заярная, Анизотропия формы мелкомасштабных неоднородностей и движения в слое F_2. Сб. "Исследования неоднородностей в ионосфере", № 4, М., Изд-во АН СССР, 1960, 45-56.

6. Б.Н.Гершман, Динамика ионосферной плазмы, М., "Наука", 1974.

7. Э.С.Казимировский, Измерение дрейфов в Е и F областях ионосферы и значение их для физики ионосферы (обзор). Сб."Исследования по геомагнитизму, аэрономии и физике Солнца", 1976, М., "Наука", вып.38, 80-99.

8. B.H.Briggs, Ionospheric drifts, J. Atmos. Terr. Phys., 1977, 39, 9/10, 1023.

9. Г.В.Вергасова, Е.И.Жовтый, Э.С.Казимировский, Эмпирическая модель общей циркуляции ионосферы на ионосферных уровнях выше 100 км. Геомагнитизм и аэрономия, 1977, 17, № 4, 682-700.

10. J.E.Salah, R.A.Wand, J.V.Evans, Tidal effects in the E Region from incoherent scatter radar observations, Radio Sci., 1975, 10, 3, 347.

II. Е.И.Жовтый, Э.С.Казимировский, Динамический режим в области Е ионосферы. Иркутск, 1973, Деп. в ВИНИТИ, №1846, 74, Деп.

I2. Е.И.Жовтый, Высотно-сезонные изменения регулярных ветров в Е-области над Иркутском при различных уровнях солнечной активности. Сб."Гелиофизические и метеорологические эффекты в ионосфере."Наука", Алма-Ата,1982, 75-82.

I3. Э.С.Казимировский, В.Д.Кокоуров, Движения в ионосфере. Новосибирск, 1979, 344.

I4. CIRA. 1972. COSPAR, Berlin, 1972.

I5. D.J.Rees, Geomagn. Geoelectr. 1979, 31, 253.

I6. Е.И.Жовтый, А.В.Чихонацкий, Исследования по геомагнитизму, аэрономии и физике Солнца , М., 1980, вып.5I, I38-I4I.

I7. Дж.Райт, Интерпретация радиоизмерений ионосферного дрейфа. Некоторые результаты сопоставлений с профилями нейтрального ветра. Сб. "Ветер в ионосфере". Л.Гидрометеоиздат, 1969, I66-I85.

I8. J.Whitehead, Production and prediction of sporadic E. Rev. Geophys. Space Phys. 1970, 8,1; 65-144.

I9. Г.В.Вергасова, Э.С.Казимировский, Некоторые результаты координированной программы измерений ионосферных дрейфов на ряде станций Европейско-Азиатского региона. Сб."Исследования по геомагнитизму, аэрономии и физике Солнца", вып. 38, 1976, I00-I08.

გ. აროშიძე, გ. კიკვილაშვილი, ზ. ლიაძე, ზ. შარაძე

ქ ა რ ი ი ო ნ ო ს ფ ე რ ო ს E ა რ ე შ ი თ ბ ი ლ ი ს ი ს თ ა ვ ზ ე

რეზიუმე

შრომაში განხილულია იონოსფეროს E არეში მცირე მასშტაბიანი არაერთგვაროვნებების დრეიფის გაზომვის შედეგები 1974 - 1976 და 1979 - 1981 წლებში. დრეიფის გაზომვა სწარმოებდა ДI მეთოდით.

დადგენილი იქნა, რომ ზამთარში და შემოდგომით დრეიფი ძირითადად მიმართულია სამხრეთ-დასავლეთით, ზაფხულში - აღმოსავლეთით და გაზაფხულზე-ჩრდილო-აღმოსავლეთით. დრეიფის მიმართულება იონოსფეროს E და E_s ფენებში ერთნაირია. დრეიფის სიჩქარის სიდიდე E ფენში არის 60 - 140 მ.წმ., E_s ფენში 60 - 120 მ.წმ.

G.Aroshidze, G.Kikvilashvili, Z.Liadze, Z.Sharadze

THE WIND IN THE E REGION OF THE IONOSPHERE OVER TBILISI

Summary

The article discusses the results of drift measurements in the E region of the ionosphere by the method of spaced reception with a small base, obtained in 1974-1976 and 1979-1981.

The major drift in winter and autumn was directed in the SW, in summer in the E, in spring in the NE. The direction of drift in the E and E_s layers of the ionosphere is the same. The measured values of velocity are within the range of 60-140 m/sec in the E layer and 60-120 m/sec in the E_s layer.

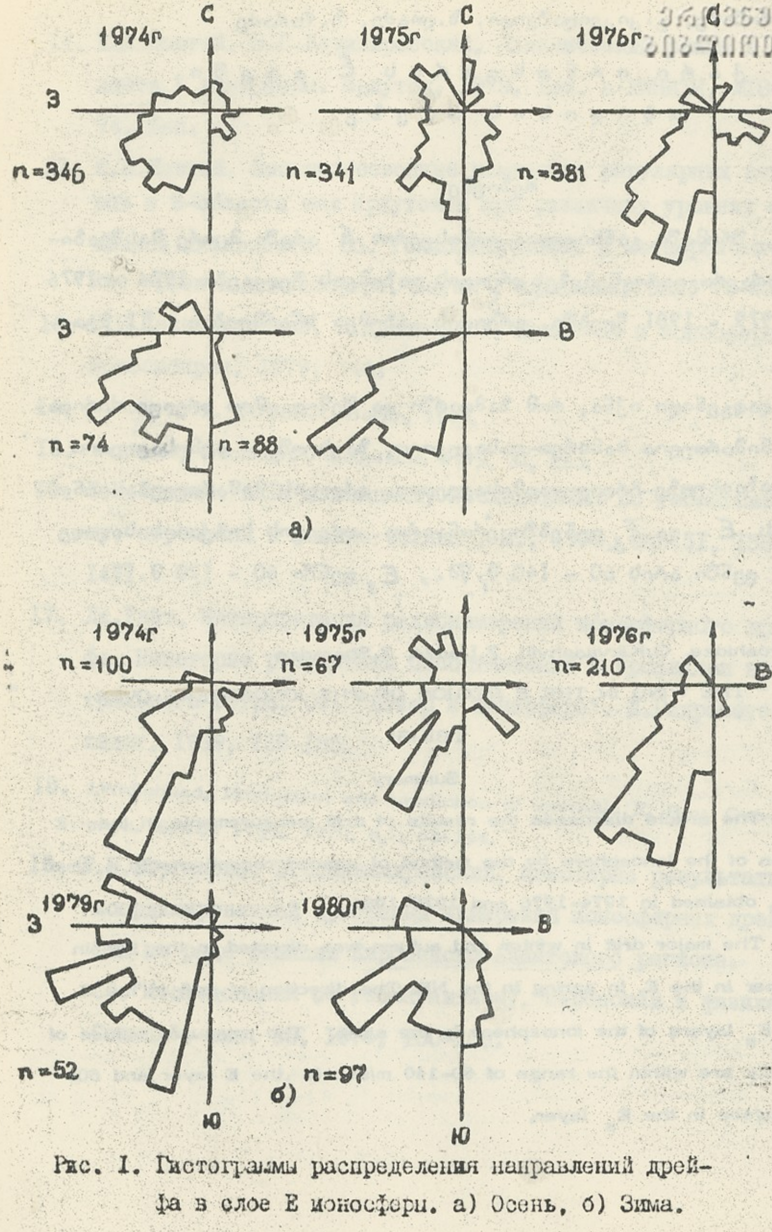


Рис. I. Гистограммы распределения направлений дрейфа в слое Е ионосферы. а) Осень, б) Зима.

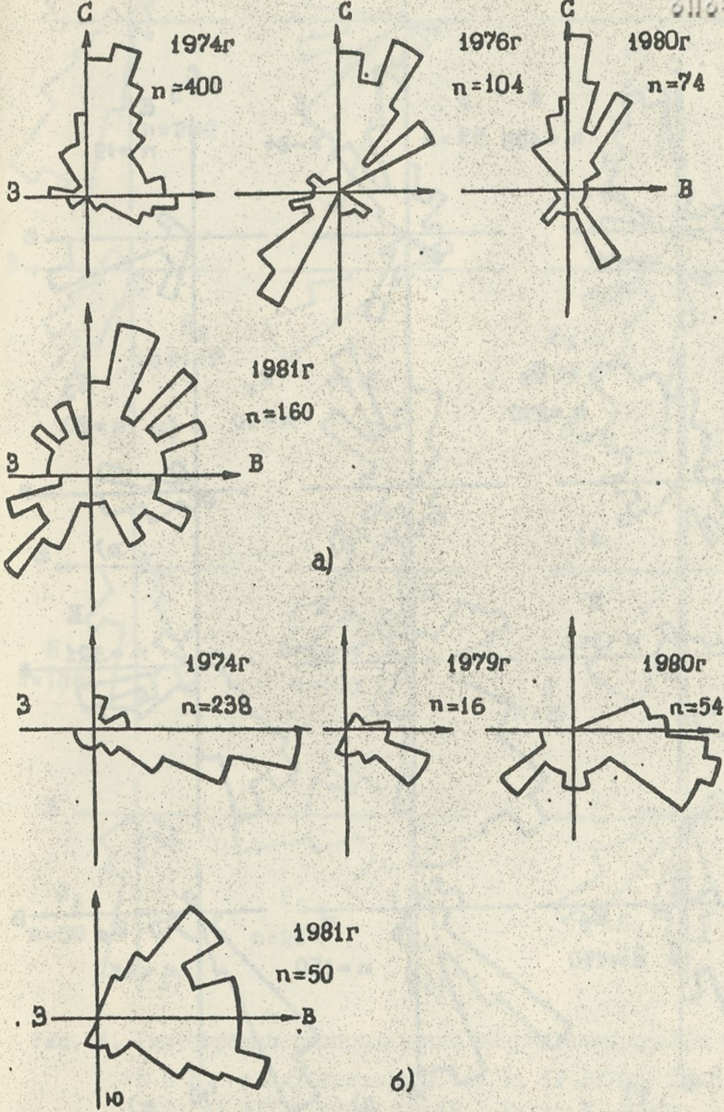


Рис. 2. Гистограммы распределения направлений дрейфа в слое Е ионосферы. а) Весна, б) Лето.

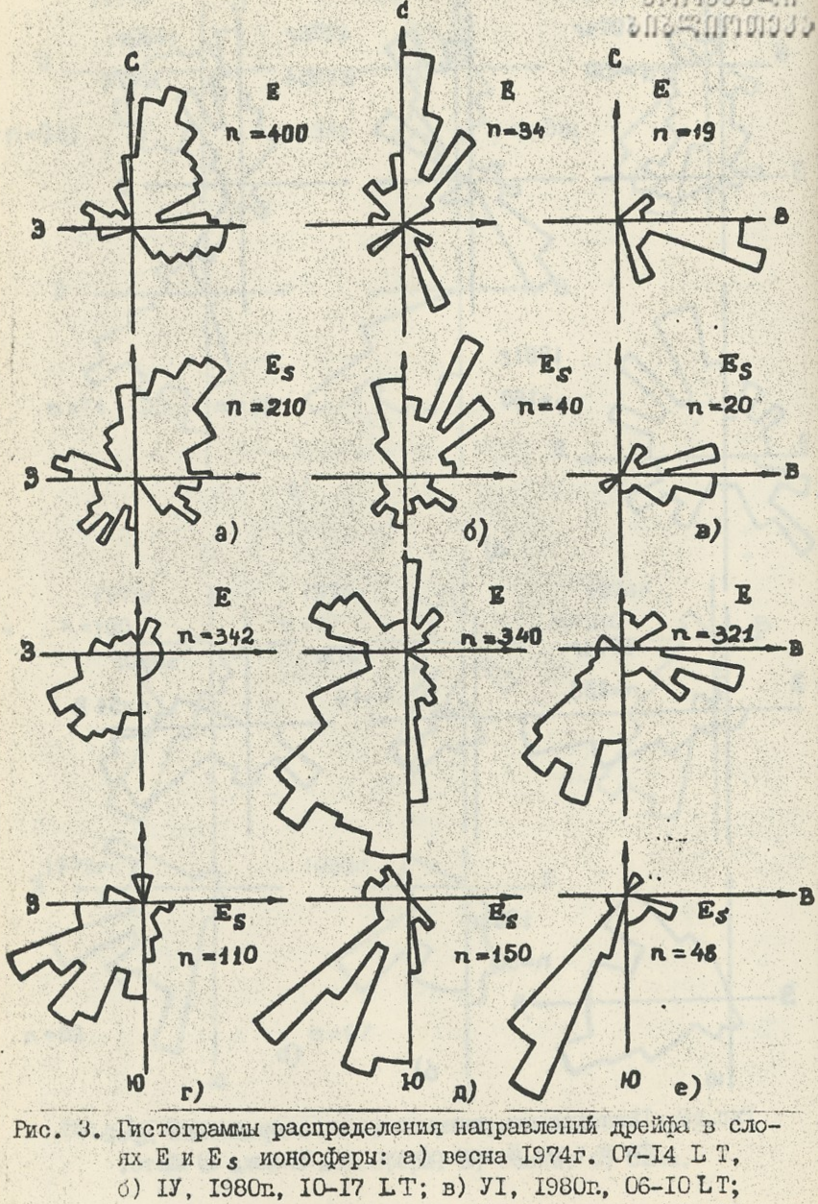


Рис. 3. Гистограммы распределения направлений дрейфа в слоях E и E_s ионосферы: а) весна 1974г. 07–14 LT, б) IУ, 1980г., 10–17 LT; в) УI, 1980г., 06–10 LT; г) осень 1974г., 09–19 LT; д) осень 1975г., 09–18 LT; е) осень 1976г., 10–14 LT.

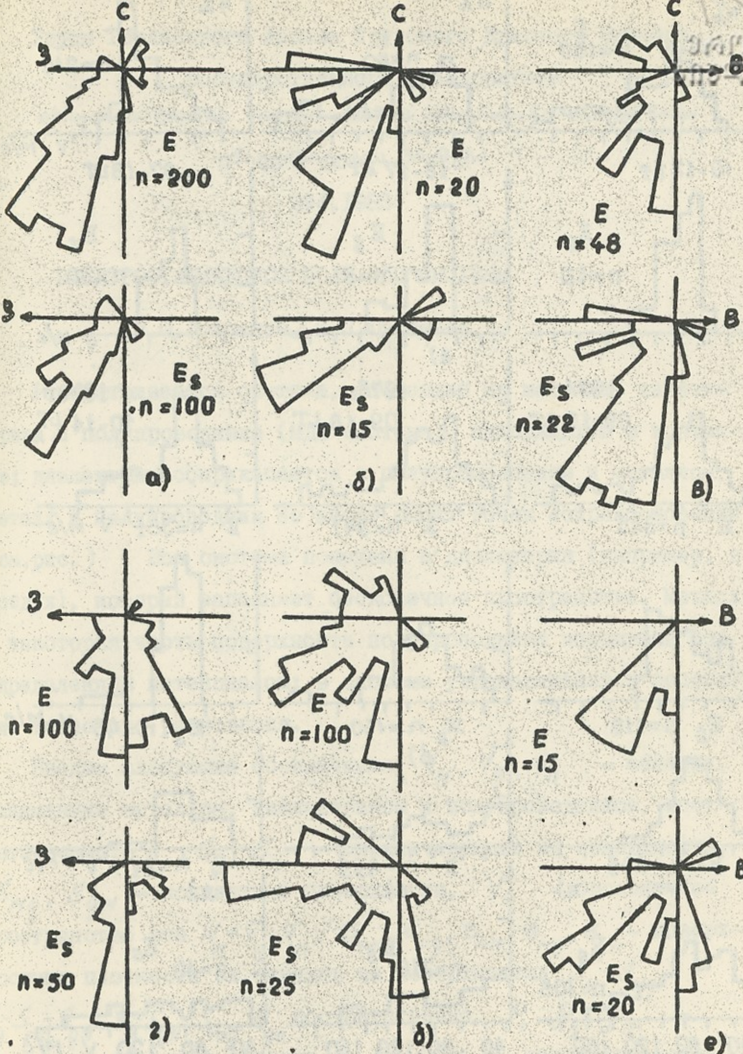


Рис. 4. Гистограммы распределения направления дрейфа в E и E_s слоях ионосферы: а) I, II 1976г., 07-13 LT; б) III, 1979г., 07-13 LT; в) X, 1980г., 09-14 LT; г) X, XI, 1980г., 08-10 LT; д) X,XI, 1980г., 12-13 LT; е) X, 1981г., 10-12 LT.

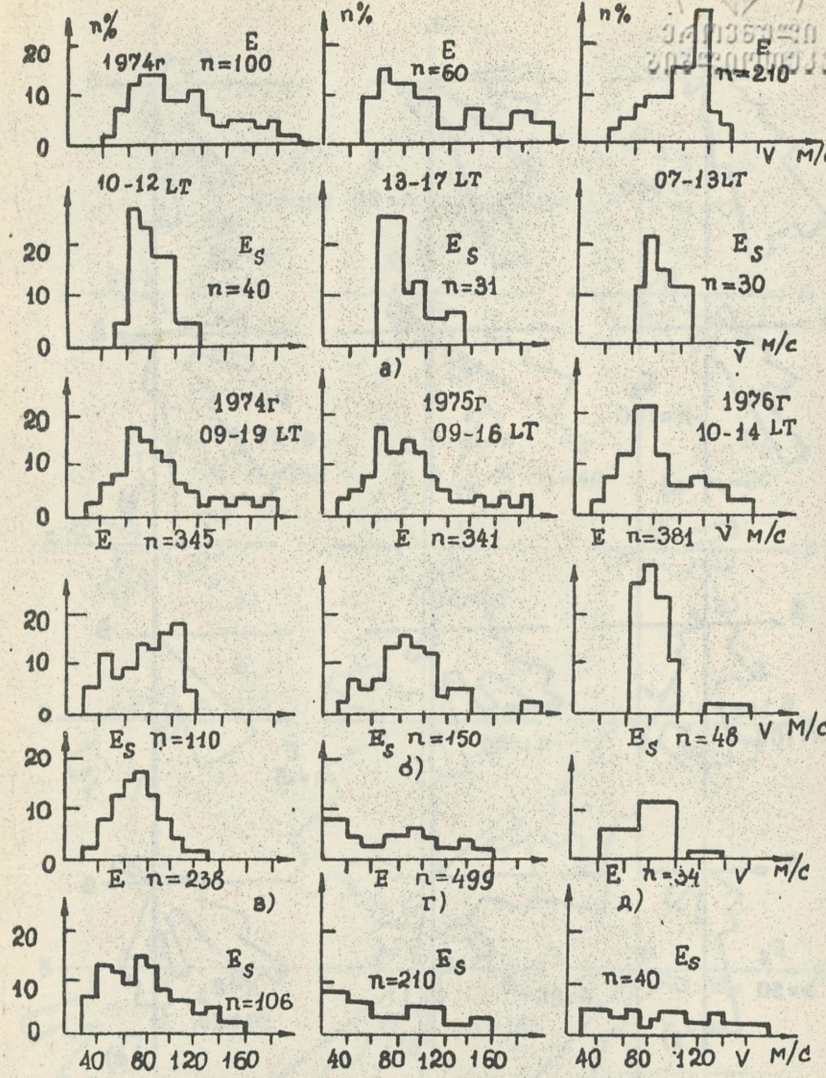


Рис. 5. Гистограммы распределения величин скоростей дрейфа в слоях E и E_s ионосферы: а) зима, б) осень, в) лето, I974 г., 07-I4 L T; г) весна, I974, 07-I8 L T; весна, I980г., I0-I7 L T.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
244, 1983

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ МДП СИСТЕМЫ

Р.Ш.Гогсадзе, Н.П.Юзбашева

Рассматривается система, состоящая из металла, диэлектрика и полупроводника (МДП система), находящихся в контакте; диэлектрик соприкасается с полупроводником и металлом, металл и полупроводник не имеют общих точек соприкосновения (см.рис.) . Вся система помещена в диэлектрик (например, в воздух), который заполняет бесконечное пространство. Металл и некоторая часть поверхности полупроводника находятся под определенным потенциалом; в системе устанавливается состояние теплового равновесия.

Введем следующие обозначения: $V_м$, $V_д$, $V_п$ – области, занимаемые металлом, диэлектриком и полупроводником, соответственно; $S_м$, $S_д$, $S_п$ – ограничивающие их поверхности, $S_{мд}$, $S_{дм}$ – контактные поверхности, V_o – бесконечное пространство вне $V_м+V_д+V_п$, $\sigma_{ом}$, $\sigma_{од}$, $\sigma_{оп}$, $\sigma_{мд}$, $\sigma_{дп}$ – поверхностные плотности эл.зарядов на поверхностях $S_м-S_{мд}$, $S_д-S_{мд}-S_{дп}$, $S_п-S_{дп}$, $S_{мд}$, $S_{дп}$ соответственно, ρ_o, $\rho_д$, $\rho_п$ – плотности объемных зарядов, а ε_o, $\varepsilon_д$, $\varepsilon_п$ – диэлектрические постоянные материалов, соответственно в V_o, $V_д$, $V_п$. φ_o, $\varphi_м$, $\varphi_д$, $\varphi_п$ – потенциалы в V_o, $V_м$, $V_д$, $V_п$. Q – заряд, который передан системе извне, n, p – плотности электронов и дырок, а $N = N_D - N_A$ – результирующая концентрация примеси в V_n.

В случае невырожденного электронного и дырочного газов в полупроводнике

$$n = A_n \exp\left(\frac{q\varphi_n}{kT}\right), \qquad p = A_p \exp\left(-\frac{q\varphi_n}{kT}\right), \tag{I}$$

где A_n, A_p – постоянные, T – абсолютная температура полупроводника, q – заряд электрона, а k – постоянная Больцмана.

Справедливо равенство:

$$\rho_n = q(N - n + p) = q\left[N - A_n \exp\left(\frac{q\varphi_n}{kT}\right) + A_p \exp\left(-\frac{q\varphi_n}{kT}\right)\right] \tag{2}$$

и условие электрической нейтральности:

$$q\int_{V_n}\left[N - A_n \exp\left(\frac{q\varphi_n}{kT}\right) + A_p \exp\left(-\frac{q\varphi_n}{kT}\right)\right]dv + \int_{S_M - S_{Mg}} \sigma_{oM}\, dS + \\ + \int_{S_{Mg}} \sigma_{Mg}\, dS + \int_{S_g - S_{Mg} - S_{gn}} \sigma_{og}\, dS + \int_{S_{gn}} \sigma_{gn}\, dS + \int_{S_n - S_{gn}} \sigma_{on}\, dS = 0 \tag{3}$$

где dV, dS – элементы объема и площади.

Закон действующих масс /I,2/ в параметрах A_n, A_p имеет следующий вид

$$A_n \cdot A_p = n_i^2, \tag{4}$$

где n_i – концентрация электронов в собственном полупроводнике.

Как известно /3/:

$$\varphi_M = const \text{ в } V_M - S_M, \tag{5}$$

остальные потенциалы удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\Delta\varphi_o=-4\pi\rho_o \text{ в } V_o, \quad \Delta V_g=-4\pi\rho_g \text{ в } V_g, \quad \Delta\varphi_n=-4\pi\rho_n \text{ в } V_n \tag{6}$$

и контактным условиям:

$$\begin{aligned}
&\varphi_o=\varphi_M,\ \varepsilon_o\frac{\partial\varphi_o}{\partial\nu}=-4\pi\sigma_{oM} && \text{на } S_M-S_{Mg};\\
&\varphi_M=\varphi_g,\ \varepsilon_g\frac{\partial\varphi_g}{\partial\nu}=4\pi\sigma_{Mg} && \text{на } S_{Mg};\\
&\varphi_g=\varphi_o,\ \varepsilon_g\frac{\partial\varphi_g}{\partial\nu}-\varepsilon_o\frac{\partial\varphi_o}{\partial\nu}=4\pi\sigma_{og} && \text{на } S_g-S_{Mg}-S_{gn};\\
&\varphi_g=\varphi_n,\ \varepsilon_n\frac{\partial\varphi_n}{\partial\nu}-\varepsilon_g\frac{\partial\varphi_g}{\partial\nu}=4\pi\sigma_{gn} && \text{на } S_{gn};\\
&\varphi_n=\varphi_o,\ \varepsilon_n\frac{\partial\varphi_n}{\partial\nu}-\varepsilon_o\frac{\partial\varphi_o}{\partial\nu}=4\pi\sigma_{on}\ . && \text{на } S_n-S_{gn}.
\end{aligned} \tag{7}$$

$\vec{\nu}$ - нормаль к соответствующей поверхности, а в бесконечности

$$\varphi_o=O\left(r^{-\alpha+2}\right) \text{ при } r\longrightarrow\infty, \ (\alpha>2,\ r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}),$$

$$\text{если } \rho_o=O\left(r^{-\alpha}\right) \text{ при } r\longrightarrow\infty. \tag{8}$$

Условия (4) - (8) составляют граничную задачу относительно потенциалов $\varphi_o, \varphi_M, \varphi_g, \varphi_n$ и постоянных A_n и A_p. Рассмотрению одного из частных случаев этой граничной задачи посвящается данная работа.

Пусть $\varphi_M=const$ на S_M-S_{Mg} и $\varphi_n=const$ на $S'\,(S'\subset S_n-S_{gn})$, а $\sigma_{og}, \sigma_{on}, \sigma_{gn}$ - заданные функции на $S_g-S_{Mg}-S_{gn}$, $S_n-S_{gn}-S', S_{gn}$ соответственно.

Соответствующая этому случаю граничная задача состоит из (4) – (6) и из следующих условий системы (7):

$$
\begin{aligned}
&\varphi_o = \varphi_м \quad \text{на } S_м - S_{мg}, \quad \varphi_g = \varphi_м \quad \text{на } S_{мg},\\
&\varphi_g = \varphi_o, \quad \varepsilon_g \frac{\partial \varphi_g}{\partial \nu} - \varepsilon_o \frac{\partial \varphi_o}{\partial \nu} = 4\pi \sigma_{og} \quad \text{на } S_g - S_{мg} - S_{gп},\\
&\varphi_g = \varphi_п, \quad \varepsilon_п \frac{\partial \varphi_п}{\partial \nu} - \varepsilon_g \frac{\partial \varphi_g}{\partial \nu} = 4\pi \sigma_{gп} \quad \text{на } S_{gп},\\
&\varphi_п = \varphi_o, \quad \varepsilon_п \frac{\partial \varphi_п}{\partial \nu} - \varepsilon_o \frac{\partial \varphi_o}{\partial \nu} = 4\pi \sigma_{oп} \quad \text{на } S_п - S_{gп} - S'.
\end{aligned}
\tag{9}
$$

Решением этой граничной задачи определяются функции $\varphi_o, \varphi_g, \varphi_п$ при использовании которых из остальных условий системы (7) определяются $\sigma_{oм}, \sigma_{мg}$ на $S_м - S_{мg}$, $S_{мg}$ и $\sigma_{oп}$ на S'.

Функция Грина для рассматриваемой граничной задачи удовлетворяет следующим условиям:

I. $M(x,y,z) \in V_o$

$$
\begin{aligned}
&\Delta' K_{oo} = 0 \ \text{ в } V_o, \quad \Delta' K_{og} = 0 \ \text{ в } V_g, \quad \Delta' K_{oп} = 0 \ \text{ в } V_п,\\
&K_{oo} = 0 \quad \text{на } S_м - S_{мg}, \quad K_{og} = 0 \quad \text{на } S_{мg},\\
&K_{og} = K_{oo}, \quad \varepsilon_g \frac{\partial K_{og}}{\partial \nu} - \varepsilon_o \frac{\partial K_{oo}}{\partial \nu} = 0 \quad \text{на } S_g - S_{мg} - S_{gп},\\
&K_{og} = K_{oп}, \quad \varepsilon_п \frac{\partial K_{oп}}{\partial \nu} - \varepsilon_g \frac{\partial K_{og}}{\partial \nu} = 0 \quad \text{на } S_{gп},\\
&K_{oп} = K_{oo}, \quad \varepsilon_п \frac{\partial K_{oп}}{\partial \nu} - \varepsilon_o \frac{\partial K_{oo}}{\partial \nu} = 0 \quad \text{на } S_п - S_{gп} - S',\\
&K_{oo} = K_{oп} = 0 \quad \text{на } S', \quad K_{oo} = O(r^{-\alpha+2}), \ r \to \infty,\\
&K_{oo} = \frac{1}{r} + \text{рег. функц.} \quad r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}.
\end{aligned}
\tag{10}
$$

2. $M(x,y,z)\in V_g$. При этом вводятся функции $K_{go}, K_{gg}, K_{gм}$, которые удовлетворяют всем дифференциальным уравнениям, граничным и контактным условиям граничной задачи (I0), а также условиям:

$$K_{go}=O\left(r^{-\alpha+2}\right),\ r\to\infty,\quad K_{go}=\frac{1}{r}+\text{рег. функц.} \quad \text{в } V_g. \tag{II}$$

3. $M(x,y,z)\in V_п$. Соответствующие функции Грина $K_{по}, K_{пg}, K_{пп}$ удовлетворяют всем условиям граничной задачи (I0), причем последние два условия в рассматриваемом случае будут иметь следующий вид:

$$K_{по}=O\left(r^{-\alpha+2}\right),\ r\to\infty,\quad K_{по}=\frac{1}{r}+\text{рег. функц.} \quad \text{в } V_п. \tag{I2}$$

Используя теорему Гаусса /4/, получим:

$$\varphi_o(x,y,z)=-\frac{\varphi_м}{4\pi}\left[\int\limits_{S_м-S_{мg}}\frac{\partial K_{oo}}{\partial\nu}dS+\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_o}\int\limits_{S_{мg}}\frac{\partial K_{og}}{\partial\nu}dS\right]+\frac{\varphi_п}{4\pi}\int\limits_{S'}\left(\frac{\partial K_{oo}}{\partial\nu}-\right.$$

$$\left.-\frac{\varepsilon_п}{\varepsilon_o}\frac{\partial K_{oп}}{\partial\nu}\right)dS+\frac{1}{\varepsilon_o}\int\limits_{S_g-S_{мg}-S_{gп}}K_{oo}\sigma_{og}dS+\frac{1}{\varepsilon_o}\int\limits_{S_п-S_{gп}-S'}K_{oo}\sigma_{oп}dS+$$

$$+\frac{1}{\varepsilon_o}\int\limits_{S_{gп}}K_{og}\sigma_{gп}dS+\frac{1}{\varepsilon_o}\int\limits_{V_o}K_{oo}\rho_o dV+\frac{1}{\varepsilon_o}\int\limits_{V_g}K_{og}\rho_g dV+\frac{q}{\varepsilon_o}\int\limits_{V_п}K_{oп}\left[N-\right.$$

$$\left.-A_п\exp\left(\frac{q\varphi_п}{kT}\right)+A_p\exp\left(-\frac{q\varphi_п}{kT}\right)\right]dV,$$

$$\varphi_g(x,y,z)=-\frac{\varphi_м}{4\pi}\left[\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_g}\int\limits_{S_м-S_{мg}}\frac{\partial K_{go}}{\partial\nu'}dS+\int\limits_{S_{мg}}\frac{\partial K_{gg}}{\partial\nu'}dS\right]+\frac{\varphi_п}{4\pi}\int\limits_{S'}\left(\frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_g}\frac{\partial K_{go}}{\partial\nu'}-\right.$$

$$-\frac{\varepsilon_п}{\varepsilon_д}\frac{\partial K_{дп}}{\partial \nu}\Big)dS+\frac{1}{\varepsilon_д}\int\limits_{S_д-S_{мд}-S_{дп}} K_{д0}\sigma_{0д}\,dS+\frac{1}{\varepsilon_д}\int\limits_{S_п-S_{дп}-S'} K_{д0}\sigma_{0п}\,dS+\frac{1}{\varepsilon_д}\int\limits_{S_{дп}} K_{дд}\sigma_{дп}\,dS+$$

$$+\frac{1}{\varepsilon_д}\int\limits_{V_0} K_{д0}\rho_0\,dV+\frac{1}{\varepsilon_д}\int\limits_{V_д} K_{дд}\rho_д\,dV+\frac{q}{\varepsilon_д}\int\limits_{V_п} K_{дп}\left[N-A_п\exp\left(\frac{q\varphi_п}{kT}\right)+A_p\exp\left(-\frac{q\varphi_п}{kT}\right)\right]dV$$

$$\varphi_п(x,y,z)=-\frac{\varphi_м}{4\pi}\left[\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_п}\int\limits_{S_м-S_{мд}}\frac{\partial K_{п0}}{\partial \nu'}\,dS+\frac{\varepsilon_д}{\varepsilon_п}\int\limits_{S_{мд}}\frac{\partial K_{пд}}{\partial \nu'}\,dS\right]+\frac{\varphi_п}{4\pi}\int\limits_{S'}\Big(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_п}\frac{\partial K_{п0}}{\partial \nu'}-$$

$$-\frac{\partial K_{пп}}{\partial \nu'}\Big)dS+\frac{1}{\varepsilon_п}\int\limits_{S_д-S_{дм}-S_{дп}} K_{п0}\sigma_{0д}\,dS+\frac{1}{\varepsilon_п}\int\limits_{S_п-S_{дп}-S'} K_{п0}\sigma_{0п}\,dS+\frac{1}{\varepsilon_п}\int\limits_{S_{дп}} K_{пд}\sigma_{дп}\,dS+$$

$$+\frac{1}{\varepsilon_п}\int\limits_{V_0} K_{п0}\rho_0\,dV+\frac{1}{\varepsilon_п}\int\limits_{V_д} K_{пд}\rho_д\,dV+\frac{q}{\varepsilon_п}\int\limits_{V_п} K_{пп}\left[N-A_п\exp\left(\frac{q\varphi_п}{kT}\right)+A_p\exp\left(-\frac{q\varphi_п}{kT}\right)\right]dV$$

Последнее равенство является нелинейным интегральным уравнением относительно $\varphi_п$, которое можно решить (в совокупности с (3) и (4)) методом последовательных приближений /4/. Первые два уравнения, после подстановки в их правые части значения $\varphi_п$, определяют потенциалы поля в диэлектрике и во внешнем пространстве.

Поступила 23.УШ.1982

ЛИТЕРАТУРА

I. Дж.Блекмор, Статистика электронов в полупроводниках, "Мир", М., I964.

2. А.С.Эпштейн, Курс термодинамики, Гостехиздат, М., I948.

3. М.Планк, Введение в теоретическую физику, ч.Ш, М.,1934.

4. Р.Курант, Д.Гильберт, Методы математической физики, т.I, М., 1951.

რ. გოგსაძე, ნ. იუზბაშევა

მდს - სისტემის ელექტროსტატი-კური ველი

რეზიუმე

განხილულია ზღვრული ამოცანა მდს-სისტემის პოტენციალისათვის. ზღვრული ამოცანა გამოკვლეულია გრინის ფუნქციის მეთოდით.

R.Gogsadze, N.Yuzbasheva

ELECTROSTATIC FIELD OF MDS-STRUCTURE

Summary

A boundary value problem for the electrostatic field potential of an MDS-system is discussed and studied by the Green function method.

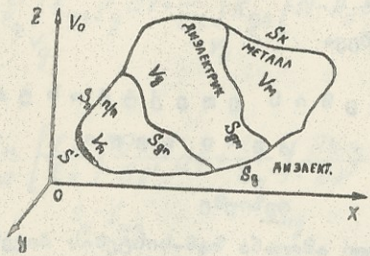


Рис.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

244, 1983

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСКЛЮЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ КОНТАКТОВ

Д.И.Аладашвили, З.А.Адамия

Для исследования электрофизических свойств полупроводников необходимы невыпрямляющие контакты металл-полупроводник. Существуют разные методы нанесения таких контактов, но во многих случаях они не удовлетворяют требованиям, которые к ним предъявляются: до сих пор фактически не решена проблема получения омических контактов, сохраняющих свои механические и электрические свойства в широком интервале температур для ряда полупроводников, используемых в электронной технике.

Существующие методы измерения удельного сопротивления (четырехзондовый метод, бесконтактный высокочастотный метод) высокоомных кристаллов связаны с известными трудностями /I/.

В данной работе предлагается метод измерения удельного сопротивления ρ полупроводников, который позволяет получить истинное значение ρ, не зависящее от качества нанесенных на кристалл контактов, и прост в исполнении.

Рассмотрим полупроводниковый кристалл, на котором имеется четыре неомических контакта I,2,3,4 (рис.I). Обозначим контактные сопротивления I,2,3,4 контактов соответственно через R_{k1}, R_{k2}, R_{k3}, R_{k4}. Направление и величина тока через контакты постоянны. Сопротивление, измеренное экспериментально между контактами I и 2 – R'_{12}, можно представить как

$$R'_{12} = R_{k1} + R_{12} + R_{k2},$$

где R_{12} – объемное сопротивление части кристалла между контактами I и 2. Аналогично представляя сопротивления, измеренные между контактами 2 и 3, 3 и 4, I и 4, после простых преобразований можем исключить контактные сопротивления и получить формулу для значения удельного сопротивления, которая содержит только на эксперименте измеренные величины:

$$\rho = q\,\frac{R_{23}S}{\ell_{23}} = q\,\frac{(R'_{14} - R'_{12} + R'_{23} - R'_{34})\,S}{2\ell_{23}}, \qquad (I)$$

где R_{23} – истинное значение объемного сопротивления между контактами 2 и 3; R'_{12}, R'_{23}, R'_{34}, R'_{14} – измеренные экспериментальные значения сопротивления между контактами I и 2, 2 и 3, 3 и 4, I и 4 соответственно, S – поперечное сечение кристалла, ℓ_{23} – расстояние между контактами 2,3, q – поправочный коэффициент, зависящий от геометрии кристалла и расстояния между контактами.

Предложенным способом измерения были проведены на кристаллах p-Ge, p-Si, p-$GaSb$, p-$InSb$. Измеренное значение ρ при комнатной и азотной температурах совпадают со значением ρ, измеренным четырехзондовым методом.

На рис.2 приведены вольтамперные характеристики для образца $p-Si$, при 77 К. Кривая I - напряжение, измеренное непосредственно на контактах 2 - 3, кривая 2 - напряжение, полученное по формуле /I/, 3 - результаты измерения напряжения четырехзондовым методом. Как видно из рисунка, предложенный метод исключает как нелинейность, вызванную контактами, так и сопротивление самих контактов.

Следует отметить, что измерение вышеуказанным методом дало возможность получить начальный линейный участок на ВАХ $p-GaSb$ (с концентрацией дырок при 77 К $p = 10^{13}$ см$^{-3}$) в области прыжковой проводимости при 4,2 К при ρ образца порядка 10^8 ом.см.

Поступила 7.X.1982 Кафедра физики твердого тела

ЛИТЕРАТУРА

I. Л.П.Павлов, Методы определения основных параметров полупроводниковых материалов. М., "Высшая школа", 1975.

დ. ბლადაშვილი, ზ. ბადამია

კონტაქტების გავლენის გამორიცხვის შესაძლებლობის შესახებ

რეზიუმე

განხილულია ნახევარგამტართა კუთრი წინაღობის გაზომვის მეთოდი, რომელიც საშუალებას იძლევა გამოვრიცხოთ კონტაქტური წინაღობები.

D.Aladashvili, Z.Adamia

ON THE FEASIBILITY OF ELIMINATING THE CONTACT RESISTANCE EFFECT

Summary

A method of semiconductor resistivity measurement is proposed, allowing to eliminate the effect of contact resistance.

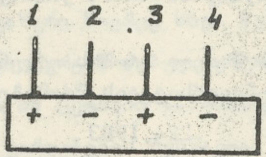


Рис. I. Расположение контактов на кристалле.

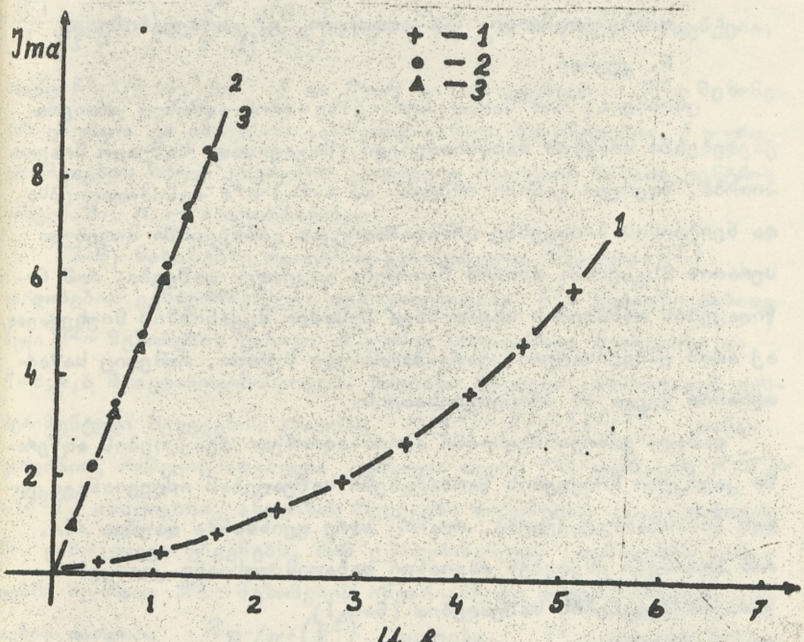


Рис. 2. ВАХ для образца p- Si при 77 К. Кривая I- напряжение, измеренное на контактах 2-3, кривая 2 - напряжение, рассчитанное по формуле /I/, кривая 3 - результаты измерения напряжения четырехзондовым методом.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

224,1983

სინათლის ფრონტის ცვლადით გამოსახული $\pi^{\pm}$- მეზონების ინვარიანტული კვეთების ფარდობები $\pi^{-}p$- ურთიერთქმედებებში 5 და 40 გევ ენერგიებზე

დ. აბესალაშვილი, ნ. ამაღლობელი, ვ. გარსევანიშვილი,
ნ. კუციდი

ცნობილია, რომ მაღალ ენერგიებზე ადრონ-ადრონულ ურთიერთქმედებებში მრავალი მახასიათებელი (მაგალითად, საშუალო მრავლობითობა, ზღვრული განივი იმპულსი და ა.შ.) $e^{+}e^{-}$-ანიჰილაციებსა და ნეიტრონის ბირთვებზე ღრმადარადრეკად გაბნევებში მიღებული სურათის მსგავსია. ამიტომ შეიძლება გაკეთდეს დაშვება, რომ ნაწილაკების დაბადების სხვადასხვა შესაძლო მექანიზმის მიუხედავად აქ არის უნივერსალური კვარკ-პარტონული სურათი, რომელიც სამართლიანია ყველა ამ პროცესებისათვის.

დაბალი განივიმპულსიანი ადრონ-ადრონული რეაქციების აღწერაში კვარკული მოდელების წარმატებები საშუალებას იძლევიან გაკეთდეს წინასწარმეტყველება, როგორც ადრე ფეინმანმა დაუშვა /I/, რომ ადრონები ქმედებენ თავიანთი დაბალიმპულსიანი კვარკების ურთიერთქმედებების საშუალებით (ნახ.I)

დარჩენილი ჩქარი სპექტატორი კვარკები ფრაგმენტირებენ ადრონებად გასწვრივი ჭავლების სახით. დარჩენილი დი-კვარკის სისტემის ფრაგმენტაციის უმნიშვნელო სხვაობამ შეიძლება მოგვცეს უკანა ჭავლების თვისებების სხვაობა. ბუნებრივია, ეს მოითხოვს მასათა ცენტრის სისტემის წინა და უკანა ჰემისფეროებში თვისებების ცვლ-

ცალკე შესწავლას.

ადრეულმა გამოკვლევებმა [2,3] აჩვენა, რომ $\xi^{\pm}$ – ლორენც-ინვარიანტული ცვლადით ფაზური სივრცე სხვა მეთოდებთან შედარებით უფრო მკვეთრად გაიყოფა ეგრეთწოდებულ ცენტრალურ და ფრაგმენტაციულ არეებად. საინტერესოა ამ ცვლადით გამოსახული ინვარიანტული დიფერენციალური კვეთების ფარდობების შესწავლა. ამ მიზნით გამოკვლეულია 5 ($\sim 1,96 \cdot 10^4$ შემთხვევა) და 40 ($\sim 1,4 \cdot 10^4$ შემთხვევა) გევ ენერგიებზე $\pi^- p$ – ურთიერთქმედებებში დაბადებული $\pi^{\pm}$ – მეზონების ინვარიანტული დიფერენციალური კვეთების ფარდობები $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^{\pm}) \equiv \left(\frac{|\xi^{\pm}|}{\pi} \frac{d^2\sigma}{d\xi^{\pm} dP_{\perp}^2} \right)^{\pi^-} \Big/ \left(\frac{|\xi^{\pm}|}{\pi} \frac{d^2\sigma}{d\xi^{\pm} dP_{\perp}^2} \right)^{\pi^+}$ როგორც $\xi^{\pm}, P_{\perp}, n$ სიდიდეების ფუნქცია, სადაც $\xi^{\pm} = \pm(E \pm P_{\parallel})/\sqrt{s}$, E და $P_{\parallel}$–$P_{\perp}$ – დაბადებული $\pi^{\pm}$ – მეზონების ენერგია და იმპულსის გასწვრივ-განივი მდგენელებია, s – ურთიერთქმედების სრული ენერგიის კვადრატია რეაქციის მასათა ცენტრის სისტემაში, n – მრავლობითობაა.

(2-8) ნახაზებზე რგოლებით გამოსახულია $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^{\pm})$ ფარდობების ექსპერიმენტული დამოკიდებულება $\xi^{\pm}$ – ცვლადზე დაბადებული $\pi^{\pm}$ – მეზონების განივი იმპულსის სხვადასხვა შუალედისა და $n=2,4,6$ მრავლობითობისათვის. მთლიანი მრუდები გამოხატავენ ექსპერიმენტული შედეგების ანალიზს $R(\xi^{\pm}) = A(1-|\xi^{\pm}|)^B$ თანაფარდობით, რომელიც აღებულია კვარკული თვლის [4] ფორმულის $F(x) \sim (1-x)^{\alpha}$ ანალოგიით. ანალიზის შედეგები მოცემულია (I-2) ცხრილებში. გამოკვლევა უჩვენებს, რომ ექსპერიმენტული ცდომილების ფარგლებში მეორადი $\pi^{\pm}$ – მეზონების ინვარიანტული დიფერენციალური კვეთების ფარდობა $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^{\pm})$ იცვლება $\xi^{\pm}$ – ცვლადის მიხედვით, კერძოდ: I. განსხვავებული ყოფაქცევაა მასათა ცენტრის სისტემაში მეზონების გაბნევის წინა და უკანა ნახევარსფეროებსა და ცენტრალურ ($0,01 \leq |\xi^{\pm}| \leq 0,36$) და ფრაგმენტაციულ ($0,36 \leq |\xi^{\pm}| \leq 0,90$) არეებს შორის.

2. დაბადებული $\pi^{\pm}$- მეზონების განივი იმპულსის $P_\perp$ გადიდების მიხედვით B მაჩვენებელს აქვს ზრდის ტენდენცია. ელემენტარული ნაწილაკების კვარკული აგებულების თანამედროვე თვალსაზრისით ეს ექსპერიმენტული შედეგი შეიძლება ასე აიხსნას: π^-- მეზონი შედგენილია d და $\bar{u}$ კვარკებისაგან — $\pi^- \equiv d\bar{u}$, π^+- მეზონი კი u და $\bar{d}$ კვარკებისაგან — $\pi^+ \equiv u\bar{d}$. რადგანაც განიხილება $\pi^- p$ ურთიერთქმედება, პროტონში $p \equiv udu$ საშუალოდ მოსალოდნელია $2u$ კვარკი იყოს უფრო იზოლირებული, ვიდრე u და d კვარკები. ამიტომ, u კვარკი შეიძლება იყოს მეტად პერიფერიული, ვიდრე d კვარკი და $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^\pm)$ ფარდობა შეიძლება დაეცეს $P_\perp$-ს გაზრდით მის არც თუ დიდ მნიშვნელობებზე. მსგავს ყოფაქცევას ადგილი აქვს ($\pi^\pm p$)-რეაქციებში 147 გევ/c, K^+p-რეაქციებში 32 და ($\pi^- n$)-რეაქციებში (21-40) გევ/c -ზე.

3. მრავლობითობის n =2,4, 6 ზრდით $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^\pm)$ ფარდობის მაჩვენებელი B მცირდება, რაც გარკვეული ინფორმაციაა მეორადი ნაწილაკების დაბადების მექანიზმის შესახებ.

4. $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^\pm)$ ფარდობის ყოფაქცევა $\xi^\pm$ ცვლადის მიხედვით განსხვავებულია 5 და 40 გევ ენერგიებზე.

ავტორები მადლობას უხდიან რ.ა. ქვათაძეს სასარგებლო რჩევისათვის და გ.დ. ადამიას ზოგიერთი გამოთვლების შესრულებისათვის.

მიღებულია 15.XII.1982

თსუ მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტი

$\pi^{\pm}$-მეზონების ინვარიანტული დიფერენციალური კვეთების ფარდობის $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^{\pm}) = A\left(1-|\xi^{\pm}|\right)^{B}$ -ით აღწერის შედეგები (N - ექსპერიმენტული წერტილების რაოდენობა)

ცხრილი №1

ა) ξ^+ -თვის $\pi^- p \to \pi^{\pm} + \cdots$ 5 გევ/c

$P_\perp$ შუალედი, გევ/c	ξ^+ შუალედი	A	B	χ^2/N
ყველა $P_\perp$	.05÷.77	0.97±0.03	-1.44±0.08	37/16
$0 \le P_\perp \le 0.1$	.06÷.57	0.80±0.07	-2.02±0.44	7/10
$0.5 \le P_\perp \le 1.0$	.17÷.65	0.94±0.11	-1.65±0.26	8/13
$n=2$	.05÷.67	0.70±0.06	-2.07±0.22	8/14
	.72÷.87	16.61±23.2	1.15±0.87	6/8
$n=4$	.05÷.79	1.05±0.02	-1.47±0.05	68/16
$n=6$	.05÷.49	1.12±0.05	-0.85±0.22	8/11

ბ) ξ^- -თვის $\pi^- p \to \pi^{\pm} + \cdots$ 5 გევ/c

$P_\perp$ შუალედი, გევ/c	ξ^- შუალედი	A	B	χ^2/N
ყველა $P_\perp$	-.59÷-.05	1.17±0.04	0.26±0.14	48/13
$0 \le P_\perp \le 0.1$	-.45÷-.06	1.05±0.09	-0.39±0.46	16/9
$0.5 \le P_\perp \le 1.0$	-.56÷-.17	1.66±0.31	0.68±0.50	6/11
$n=2$	-.63÷-.38	0.84±0.66	1.20±1.29	4/9
	-.32÷-.05	0.50±0.10	-2.58±0.09	27/10
$n=4$	-.65÷-.05	1.08±0.03	-0.69±0.09	43/14
$n=6$	-.47÷-.05	1.12±0.05	-1,12±0.25	8/12

$\pi^{\pm}$-მეზონების ინვარიანტული დიფერენციალური კვეთების ფარდობის $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^{\pm})=A\left(1-|\xi^{\pm}|\right)^{B}$ -ით აღწერის შედეგები (N- ექსპერიმენტული წერტილების რაოდენობაა)

ცხრილი №2

ა) $\xi^{+}=\frac{E+P_{\parallel}}{\sqrt{s}}$ -თვის $\pi^{-}p\to\pi^{\pm}+\dots$ 40 გევ/c

$P_\perp$ შუალედი გევ/c	ξ^{+} შუალედი	A	B	χ^2/N
ყველა $P_\perp$	.01÷.36	1.01±0.02	-1.49±0.10	10/10
	.41÷.90	1.38±0.11	-0.92±0.08	8/9
$0\le P_\perp\le 0.1$	.02÷.39	1.005±0.055	-1.16±0.40	3/8
$0.5\le P_\perp\le 1.0$	.07÷.32	0.84±0.05	-2.60±0.28	10/8
	.36÷.60	1.22±0.32	-0.97±0.42	2/7
	.65÷.96	2.76±1.16	-0.56±0.25	1/5
$1.0\le P_\perp\le 2.0$	.13÷.59	0.71±0.12	-2.22±0.36	7/10
	.66÷.96	2.65±1.78	-0.15±0.36	1/6
$n=2$	.03÷.72	1.27±0.09	-1.97±0.21	9/16
$n=4$	.01÷.73	1.06±0.03	-1.37±0.09	27/16
$n=6$	.01÷.67	1.04±0.26	-1.16±0.10	24/15

ბ) $\xi^{-}=-\frac{E-P_{\parallel}}{\sqrt{s}}$ - თვის $\pi^{-}p\to\pi^{\pm}+\dots$ 40 გევ/c

$P_\perp$ შუალედი	ξ^{-} შუალედი	A	B	χ^2/N
ყველა $P_\perp$	-.89÷.36	0.726±0.052	0.007±0.156	9/10
	-.32÷.01	1.025±0.021	2.01±0.15	16/9
$0\le P_\perp\le 0.1$	-.48÷.02	1.16±0.07	1.51±0.50	7/9
$0.5\le P_\perp\le 1.0$	-.73÷.52	0.022±0.016	-2.76±0.77	3/5
	-.48÷.07	0.87±0.05	1.78±0.29	23/12
$1.0\le P_\perp\le 2.0$	-.48÷.13	1.28±0.29	3.32±0.69	9/10
	-.56÷.36	1.84±1.74	3.29±1.73	7/6
$n=2$	-.38÷.03	0.60±0.07	4.58±0.60	6/12
$n=4$	-.65÷.01	0.83±0.03	1.42±0.18	28/15
$n=6$	-.59÷.01	0.95±0.03	1.35±0.17	18/14

ლიტერატურა

1. Р.Фейнман. Взаимодействие фотонов с адронами, перевод с агл. М., "Мир", 1975.

2. Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.Р.Гарсеванишвили и др., Инклюзивный анализ Пр-взаимодействия в переменных "светового фронта", ЯФ, т.30, вып. 1(7), 156-163, 1979.

3. Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.Р.Гарсеванишвили и др., О "критических" поверхностях в фазовом пространстве частиц, инклюзивно рожденных в адрон-адронных соударениях. Письма в ЖЭТФ, т.30, вып.7, 448-452, 1979.

4. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze, Lett. Nuovo Cim. vol.7, 1973, p. 719.

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, В.Р.Гарсеванишвили, Н.К.Куцциди

ОТНОШЕНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ СЕЧЕНИЙ $\pi^{\pm}$ -МЕЗОНОВ В $\pi^- p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 И 40 ГэВ/с В ПЕРЕМЕННЫХ "СВЕТОВОГО ФРОНТА"

Резюме

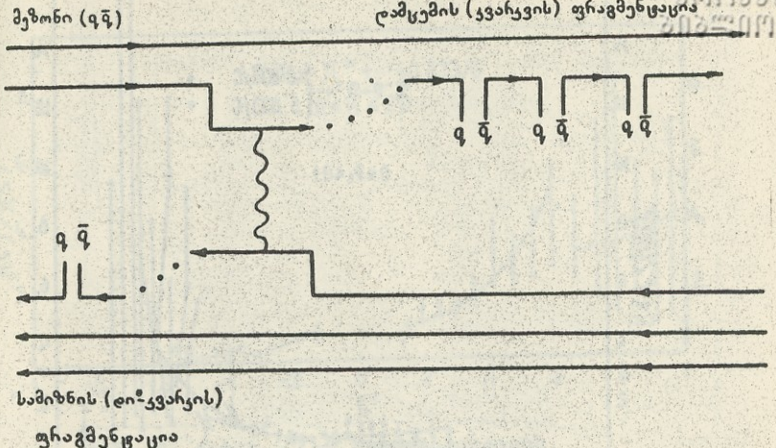
Исследовано поведение отношения R выходов $\pi^{\pm}$ -мезонов в $\pi^- p$ - взаимодействиях при 5 и 40 ГэВ/с с использованием кинематических переменных "светового фронта" $\xi^{\pm}$. Проведено описание отношения R_{π^-/π^+} согласно правилам кваркового счета $R = A(1-|\xi^{\pm}|)^B$.

L. Abesalashvili, N. Amaglobeli, V. Garsevanishvili, N. Koutsidi

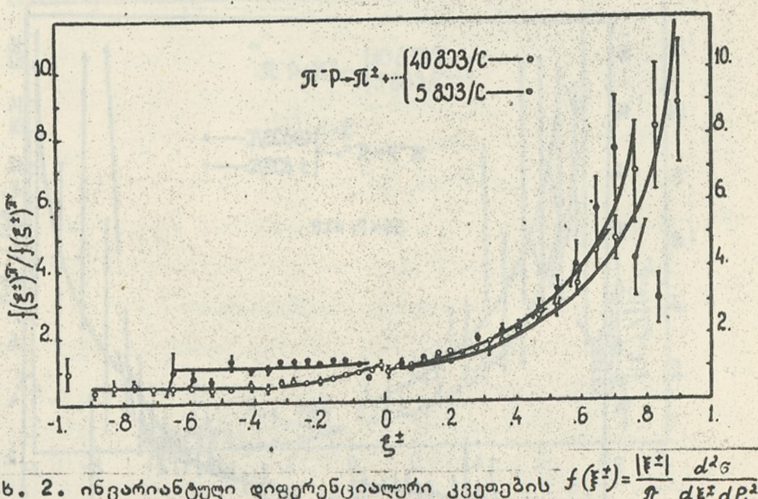
THE RATIO OF INVARIANT $\pi^{\pm}$-MESON CROSS SECTIONS IN $\pi^{-}p$ INTERACTIONS AT 5 AND 40 GeV/C IN "LIGHT CONE" VARIABLES

Summary

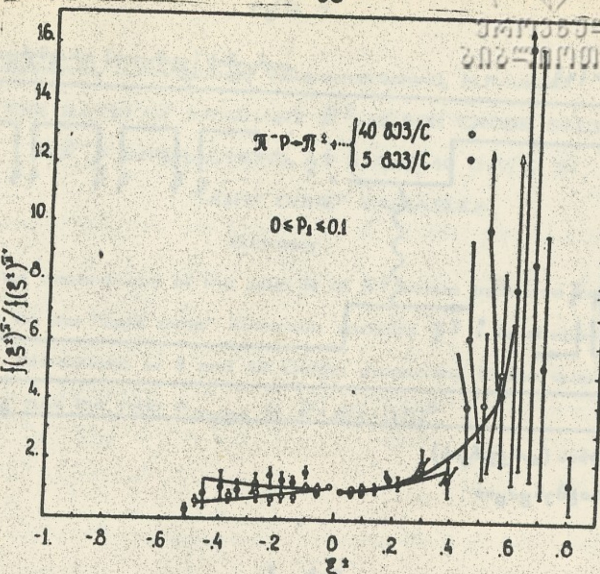
The dependence of the ratio R of $\pi^{\pm}$ meson inclusive cross-section on the "light cone" kinematic variable $\xi^{\pm}$ is studied in $\pi^{-}p$ interactions at 5 and 40 GeV/c. According to the quark counting rule the ratio R_{π^-/π^+} is $R = A(1-|\xi^{\pm}|)^{B}$.



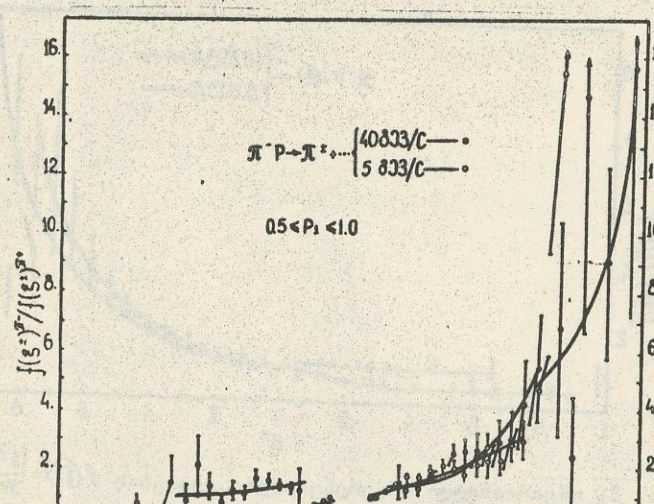
ნახ. I



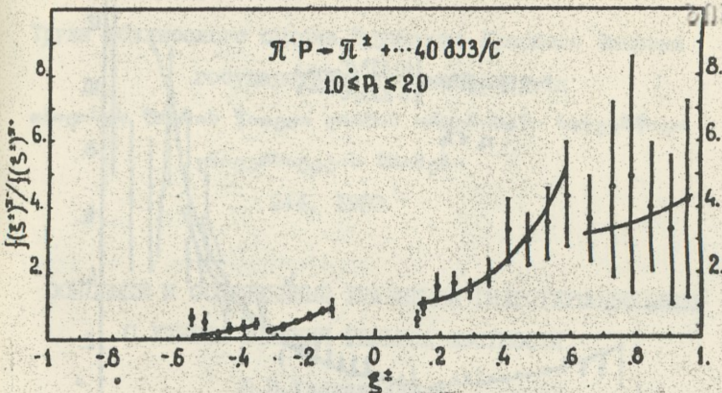
ნახ. 2. ინვარიანტული დიფერენციალური კვეთების $f(\xi^{\pm})=\frac{|\xi^{\pm}|}{\pi}\frac{d^2\sigma}{d\xi^{\pm}dP_{\perp}^2}$ ფარდობების $R_{\pi^-/\pi^+}(\xi^{\pm})=f(\xi^{\pm})^{\pi^-}/f(\xi^{\pm})^{\pi^+}$ დამოკიდებულება $\xi^{\pm}$ ცვლადზე ყველა $P_{\perp}$ -სათვის



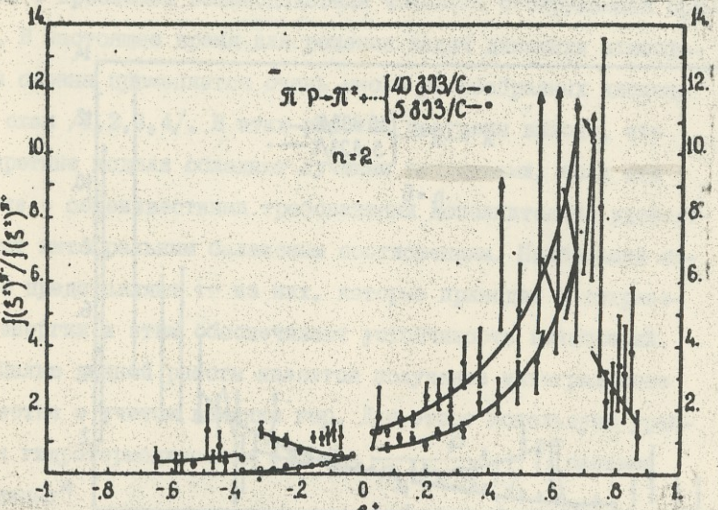
ნახ. 3. იგივე $P_\perp$ -ს შუალედებისათვის



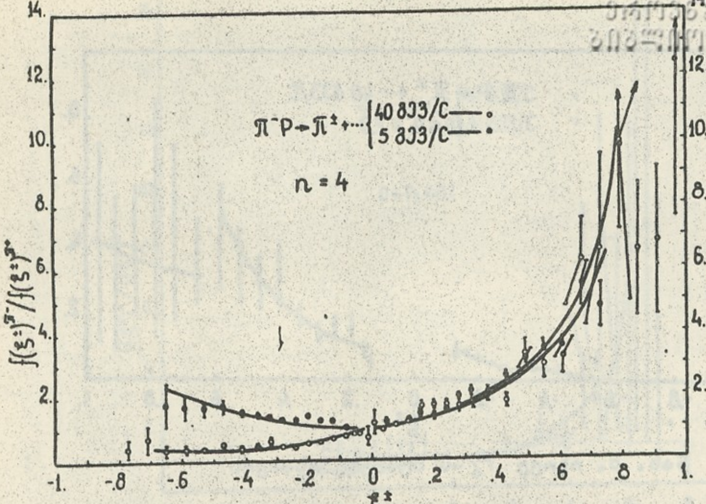
ნახ. 4. იგივე $P_\perp$ -ს შუალედებისათვის



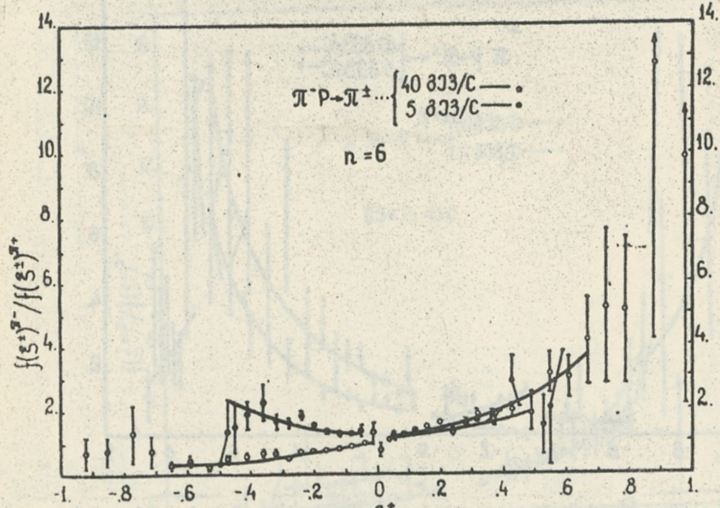
ნახ. 5. იგივე $P_\perp$ -ს შუალედებისათვის



. 6. იგივე $P_\perp$ -ს შუალედებისათვის და $n=2,4,6$ მრავლობითო-
ბებისათვის



ნახ. 7. იგივე $P_\perp$-ს შუალედებისათვის და $n=2,4,6$ მრავლობითობებისათვის



ნახ. 8. იგივე $P_\perp$-ს შუალედებისათვის და $n = 2, 4, 6$ მრავლობითობებისათვის

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
244, 1983

ОСНОВНЫЕ И СОПРЯЖЁННЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИДРОТЕРМОДИНАМИКИ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ РЕЛЬЕФА МЕСТНОСТИ

З.В.Хведелидзе

В последние годы интерес к математическому моделированию динамики атмосферы и океана все более возрастает и в связи с проблемой взаимодействия человека с окружающей средой. В настоящее время для решения задач динамики атмосферы и океана применяется очень много разнообразных численных схем /I,2,3,4/. В этих работах получены выводы, что дискретные модели обладают лучшими качествами, если они вместе с общеизвестными требованиями дополнительно удовлетворяют интегральным балансным соотношениям. Наибольший интерес представляют те из них, которые приводят к сохранению энергии и этим обеспечивают устойчивость вычислений.

Целью данной работы является получение интегрального тождества с учетом влияния гор. Для этого используем уравнения гидротермодинамики в $\sigma = \dfrac{p}{p_s(x,y,t)}$ системе координат*

* Все обозначения заимствованы из /2,5,6/.

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+s\frac{\partial u}{\partial \sigma}-\ell v=-\frac{\partial \Phi}{\partial x}-\frac{R\overline{T}}{P_s}\frac{\partial P_s}{\partial x};$$

(I)

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+s\frac{\partial v}{\partial \sigma}+\ell u=-\frac{\partial \Phi}{\partial y}-\frac{R\overline{T}}{P_s}\frac{\partial P_s}{\partial y};$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}=-\frac{R\overline{T}}{\sigma};$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial t}+\frac{\partial (P_s u)}{\partial x}+\frac{\partial (P_s v)}{\partial y}+\frac{\partial (P_s S)}{\partial \sigma}=0;$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+u\frac{\partial T}{\partial x}+u\frac{\partial T}{\partial y}+s\frac{\partial T}{\partial \sigma}-\frac{R}{c_p\sigma}S=0.$$

Так как перед $\frac{\partial P_s}{\partial x}$ и $\frac{\partial P_s}{\partial y}$ стоит одна и та же величина, выходит, что влияние горного массива по направлениям x и y одинаково.

Решение предполагается периодическим на плоскости (x,y) и удовлетворяет начальным данным

$$u=u_0;\quad v=v_0;\quad T=T_0;\quad \Phi=\Phi_0,$$

при $t=0$,

и кривым условиям

$$\sigma=0 \quad \text{при} \quad z\longrightarrow\infty$$

$$\sigma=1 \quad \text{при} \quad z=z(x,y);\quad P=P_s$$

Известно, что потенциальная температура выражается формулой

$$\theta = \overline{T} = \left(\frac{1000}{P}\right)^{R/c_p},$$

отсюда

$$\overline{T} = \theta\left(\frac{P}{1000}\right)^{R/c_p} = \theta F.$$

Члены вида $\dfrac{R\overline{T}}{P_s}\dfrac{\partial P_s}{\partial \eta}$, $\eta = x, y$, из системы уравнений (I) можно заменить на $C_p\theta\dfrac{\partial F}{\partial \eta}$, т.е.

$$\frac{R\overline{T}}{P_s}\frac{\partial P_s}{\partial \eta} = C_p\theta\frac{\partial F}{\partial \eta}. \tag{2}$$

С учетом (2) система уравнений (I) в адиабатическом приближении принимает вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + s\frac{\partial u}{\partial \sigma} - \ell v = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} - C_p\theta\frac{\partial F}{\partial x} = -\frac{\partial M}{\partial x};$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + s\frac{\partial v}{\partial \sigma} + \ell u = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} - C_p\theta\frac{\partial F}{\partial y} = -\frac{\partial M}{\partial y}; \tag{3}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} + C_p\theta\frac{\partial F}{\partial \sigma} = \frac{\partial M}{\partial \sigma} = 0;$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial t} + \frac{\partial (P_s u)}{\partial x} + \frac{\partial (P_s v)}{\partial y} + \frac{\partial (P_s s)}{\partial \sigma} = 0;$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u\frac{\partial \theta}{\partial x} + v\frac{\partial \theta}{\partial y} + s\frac{\partial \theta}{\partial \sigma} = 0,$$

где $M=\Phi+C_p\theta F$ — функция Монтгомера. Принимается, что справедливо*

$$\frac{\partial M}{\partial x}+\frac{\partial(Mu)}{\partial x}+\frac{\partial(Mv)}{\partial y}+\frac{\partial(Ms)}{\partial \sigma}=0 \tag{4}$$

при условии

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial s}{\partial \sigma}=0. \tag{5}$$

Тогда систему уравнений (I) можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\Lambda u-\ell v=-\frac{\partial M}{\partial x}; \quad \frac{\partial v}{\partial t}+\Lambda v+\ell u=-\frac{\partial M}{\partial y}; \tag{6}$$

$$\frac{\partial M}{\partial \sigma}=0; \quad \frac{\partial M}{\partial t}+\Lambda M+\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial s}{\partial \sigma}=0;$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t}+\Lambda\theta=0,$$

где

$$\Lambda=\frac{\partial(fu)}{\partial x}+\frac{\partial(fv)}{\partial y}+\frac{\partial(fs)}{\partial \sigma}; \quad f=(u,v,M,\theta).$$

Здесь u, v, M, S, θ — неизвестные. Следуя /I,3/, введем вектор решения и соответствующую матрицу

$$\varphi=\begin{vmatrix} u \\ v \\ S \\ M \\ \theta \end{vmatrix} \qquad B=\begin{Vmatrix} 1&0&0&0&0 \\ 0&1&0&0&0 \\ 0&0&0&0&0 \\ 0&0&0&1&0 \\ 0&0&0&0&1 \end{Vmatrix}$$

---

* Справедливость (4) доказывается при численной обработке метеорологических данных.

$$
\mathcal{A} = \left\| \begin{matrix} \Lambda & -l & 0 & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ l & \Lambda & 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial \sigma} & 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial \sigma} & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Lambda \end{matrix} \right\|
$$

Таким образом, система уравнений записывается в операторной форме:

$$
B\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathcal{A}\varphi = 0, \tag{7}
$$

$$
B\varphi = B\varphi_0 \quad \text{при} \quad t = 0. \tag{8}
$$

Найдем сопряженный оператор по отношению к матрице $\mathcal{A}$. Используем тождество Лагранжа

$$
(g, \mathcal{A}h)_{\mathcal{D}} = (\mathcal{A}^{*} g, h)_{\mathcal{D}} \tag{9}
$$

и определим скалярное произведение в виде /3/

$$
(g, h)_{\mathcal{D}} = \sum_{i=1}^{5} \int_{\mathcal{D}} g_i h_i \, d_{\mathcal{D}},
$$

где $\mathcal{D}$ - область определения решения. С помощью интегрирования по частям, в предположении о периодичности решений в плоскости (x, y), получим

$$
(g, \mathcal{A}h)_{\mathcal{D}} = \int_{\mathcal{D}} \Big[u \left(\Lambda u^{*} - l v^{*} + \frac{\partial M^{*}}{\partial x} \right) + v \left(l u^{*} + \Lambda v^{*} + \frac{\partial M^{*}}{\partial y} \right) +
$$

$$+ S\frac{\partial M^x}{\partial \sigma} + M\left(\frac{\partial u^x}{\partial x} + \frac{\partial v^x}{\partial y} + \frac{\partial s^x}{\partial \sigma}\right) + M\Lambda M^x + \theta\Lambda\theta^x\Big]d\mathcal{D} =$$

$$= (A^x g, h),$$

где

$$g = \begin{vmatrix} u^x \\ v^x \\ S^x \\ M^x \\ \theta^x \end{vmatrix}; \quad h = \varphi.$$

Таким образом, получили, что

$$A^x = -A.$$

Наряду с задачей (7), (8) рассмотрим сопряженную задачу

$$B\frac{\partial \varphi^x}{\partial t} - A\varphi^x = 0, \tag{I0}$$

$$B\varphi^x = B\varphi^x_T \qquad \text{при} \quad t = T. \tag{II}$$

Если умножим уравнение (I0) на φ и уравнение (7) на φ^x и результат вычтем, получим

$$\frac{d}{dt}(B\varphi, \varphi^x) = 0.$$

После интегрирования при $t=0$ и $t=T$ имеем

$$(B\varphi_T, \varphi^x_T)_{\mathcal{D}} = (B\varphi_0, \varphi^x_0)_{\mathcal{D}} \tag{I2}$$

или в компонентной форме закон сохранения имеет вид:

$$\int_{\mathcal{D}} (u_T u^x_T + v_T v^x_T + M_T M^x_T + \theta_T \theta^x_T)dt = \tag{I3}$$

$$= \int_{\mathcal{D}} (u_0 u^x_0 + v_0 v^x_0 + M_0 M^x_0 + \theta_0 \theta^x_0)d\mathcal{D}.$$

Мы получили закон сохранения, фазовый объем в четырехмерном пространстве. (Теорема Лиувилля) /7/.

Влияние орографии в формуле (I3) учитывается через M с помощью $P_s(x,y,t)$.

Для системы уравнений (I) можно применить численные схемы, разработанные в /I,2,3/ с учетом тождества (I3).

Если в уравнении движения обозначим через a и b следующие параметры, характеризующие влияния рельефа:

$$a=-\dot{\sigma}\frac{\partial \ln P_s}{\partial x}; \qquad b=-\sigma\frac{\partial \ln P_s}{\partial y},$$

и допустим, что $a \neq b$ для конкретных горных массивов, тогда систему уравнений гидротермодинамики можно записать в следующем виде:

$$\frac{du}{dt}+\frac{\partial \Phi}{\partial x}+a\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}-lv=0,$$

$$\frac{dv}{dt}+\frac{\partial \Phi}{\partial y}+b\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}+lu=0,$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}=-K\overline{T},$$

$$\frac{d\Phi}{dt}+\overline{\Phi}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial s}{\partial \sigma}\right)=0,$$

$$\frac{c_p}{\overline{T}}\frac{dT}{dt}-\dot{K}S=0.$$

Снова введем вектор решения φ и матрицу A, при условии

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial s}{\partial \sigma}=0,$$

$$\varphi=\begin{vmatrix} u \\ v \\ S \\ \Phi \\ T \end{vmatrix}, \quad A=\begin{Vmatrix} \Lambda & -l & 0 & \frac{\partial}{\partial x}+a\frac{\partial}{\partial \sigma} & 0 \\ l & \Lambda & 0 & \frac{\partial}{\partial y}+b\frac{\partial}{\partial \sigma} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial \sigma} & K \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial \sigma} & \Lambda & 0 \\ 0 & 0 & -K & 0 & \frac{c_p}{T}\Lambda \end{Vmatrix}$$

Найдем сопряженный оператор по отношению к A. Для этого повторим всю процедуру, которая была проделана для случая $a=b$. Здесь в интегральном тождестве появляется дополнительное слагаемое вида

$$f=\int_0^T\left[a\left(u^*\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}+\Phi\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)+b\left(v^*\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}+\Phi\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)\right]_D dt. \quad (14)$$

Так как для Кавказских гор $b>a$ (представим, что $b=a(1+\varepsilon)$ и используем уравнение статики), уравнение (14) можно переписать в виде

$$f=a\int_0^T\int_{\mathcal{D}}\left\{\left[\bar{\Phi}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)+\Phi\varepsilon\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right]-\right. \tag{15}$$

$$\left.-R\bar{T}\frac{u^x+v^x+\varepsilon v^x}{\sigma}\right\}d\mathcal{D}dt.$$

Для Скалистых гор и Анд $a>b$, поэтому

$$f=b\int_0^T\int_{\mathcal{D}}\left[\bar{\Phi}\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}+\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)+\bar{\Phi}\varepsilon\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right]- \tag{16}$$

$$-R\bar{T}\frac{u^x+v^x+\varepsilon u^x}{\sigma}\Big\}d\mathcal{D}dt.$$

Если $u=u^x$, $v=v^x$, $\Phi=\Phi^x$, тогда

$$f=\int_0^T\int_{\mathcal{D}}\left(a\frac{\partial u\Phi}{\partial\sigma}+b\frac{\partial v\Phi}{\partial\sigma}\right)d\mathcal{D}dt. \tag{17}$$

Если искомые функции определены в области $\mathcal{D}$ $\{0\leqslant x\leqslant L;\ 0\leqslant y\leqslant L;\ 0\leqslant\sigma\leqslant\sigma_0\}$, то вычисление интегралов осуществляется численными методами /I,2,3,4/ Например, выражения (I4) можно записать так:

$$f=\int_{t_j}^{t_{j+1}}\sum_{K=0}^{N}\Phi_{K+\frac{1}{2}}\left(\bar{a}\frac{u_{K+1}-u_K}{\Delta\sigma_K}+\bar{b}\frac{v_{K+1}-v_K}{\Delta\sigma_K}\right)\Delta\sigma_K\,\delta t-$$

$$-\int_{t_j}^{t_{j+1}}R\bar{T}\sum_{K=0}^{N}\bar{a}\,\frac{u_{K+\frac{1}{2}}+\bar{b}v_{K+\frac{1}{2}}}{\sigma_{K+\frac{1}{2}}}\,\delta t. \tag{18}$$

Таким образом, при $a=b$ получаем систему уравнений, где можно применить метод Г.И.Марчука, описанный в

/I/, а при $a \neq b$ появляется дополнительное слагаемое, обусловленное учетом влияния рельефа, которое можно вычислить по общему правилу.

Поступила 7.X.1982 Кафедра геофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И.Марчук, Численное решение задач динамики атмосферы и океана, Гидрометиздат, Л., 1974, с.303.
2. В.В.Пепенко, Методы численного моделирования атмосферных процессов, Гидрометиздат, Л., 1981, с.346.
3. Г.И.Марчук, Методы вычислительной математики, М., "Наука", 1980, с.535.
4. Г.И.Марчук, Математическое моделирование в проблеме окружающей среды, М., "Наука", 1982, с.211.
5. З.В.Хведелидзе, Метеорология и гидрология, № 10, 1982.
6. З.В.Хведелидзе, Известия АН СССР, ФАиО, том 18, № 3., 1982.
7. В.И.Арнольд, Математические методы классической механики, "Наука", 1979, с.524.

ზ. ხვედელიძე

ჰ ი დ რ ო თ ე რ მ ო დ ი ნ ა მ ი კ ი ს ძ ი რ ი თ ა დ ი და შ ე უ ღ ლ ე ბ უ ლ ი გ ა ნ ტ ო ლ ე ბ ე ბ ი რ ე ლ ი ე ფ ი ს გ ა თ ვ ა ლ ი ს წ ი ნ ე ბ ი თ

რეზიუმე

განხილულია ატმოსფეროს ჰიდროთერმოდინამიკის ძირითადი და შეუღლებული განტოლებები ე.წ. σ სისტემის გამოყენებით. მიღებულია ინტეგრალური იგივეობა ოთხგანზომილებიან ფაზურ სივრცეში დედამიწის რელიეფის გავლენის გათვალისწინებით.

Z.Khvedelidze

BASIC AND ADJOINT EQUATIONS OF HYDROTHERMODYNAMICS WITH ACCOUNT OF THE RELIEF

Summary

The basic and adjoint equations of atmospheric hydrothermodynamics are considered, using the so-called σ system. Integral identity is obtained in the four-dimensional phase space, with account of the effect of the earth's relief.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

244, 1983

ЭФФЕКТ "ЧАЙКИ" И РОСТ СРЕДНЕГО ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА В ПРЕДЕЛЕ БОЛЬШОГО ЧИСЛА КОРРЕЛИРОВАННЫХ КОМПОНЕНТ

Я.З.Дарбаидзе

1. В проведенном недавно эксперименте на *SPS CERN* в $p\bar{p}$-взаимодействиях при начальной энергии $E = 1{,}5\cdot 10^5$ ГэВ /1/ подтвердилоя замеченный ранее в измерениях по космическим лучам /2/ эффект роста среднего поперечного импульса (рис.1). Попытки объяснения аналогичных явлений типа эффекта "чайки"/3/ предпринимаются, например, в рамках квантовой хромодинамики (см. по этому поводу в /4/). Ниже проведен анализ этих эффектов в схеме рождения большого числа коррелированных адронных систем /5/ в реакции $a+b \to c(\vec{p}) + n_1 + \cdots + n_\nu$ (рис.2), где a и b - сталкивающиеся адроны, $c(\vec{p})$ - вторичная частица с импульсом $\vec{p}$, n_i - множественность i - го типа частиц, $i = 1,\ldots,\nu$. В работах /6/, при рассмотрении предела большого числа коррелированных компонент $\nu \gg 1$ /7/, удовлетворительно были описаны экспериментальные данные по нарушению *KNO* скейлинга /8/ в центральной области /9/ и анализа автомодельного соотношения в (n_γ, n_c) - корреляциях в интервале начальной энергии $E = (40-1{,}5\cdot 10^5)$ ГэВ /10/. Цель настоящей статьи

показать существование этого предела в зависимостях среднего поперечного импульса от быстроты и начальной энергии.

2. Сечение инклюзивного процесса $a + b \to c(\vec{p}) + X$, получаемое в методе ренорм-группы /11/ с помощью формализма работ /12/ при коррелированном рождении ν типов частиц, имеет вид /5/

$$E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p}) = E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p}_0)\left(\frac{pp_0}{p_0^2}\right)^{-\varkappa}\left[1 + b\nu \ln\frac{pp_0}{p_0^2}\right]^{-a}, \qquad (1)$$

где $b = \frac{\overset{\circ}{\varkappa}_1}{a}\langle n_1(\vec{p}_0)\rangle$, $\vec{p}_0$ - некоторое начальное значение импульса $\vec{p}$, $E\frac{d\sigma}{d\vec{p}}(\vec{p}_0)$ и $\langle n_1(\vec{p}_0)\rangle$ - начальные значения сечения и ассоциативной множественности, соответственно; $\varkappa$ - физическая размерность сечения, $\varkappa_1$ - аномальная размерность поля данного типа частиц. Из (1) для средней поперечной массы имеем

$$\langle m_\perp(\nu, y)\rangle = m\left(\frac{\varkappa - 3}{\varkappa - 2}\right)^{a-1}\frac{\Psi(a, a, (\varkappa-3)u)}{\Psi(a, a, (\varkappa-2)u)}, \qquad (2)$$

где $u = 1/b \cdot \nu \ln ch(y - \eta)$, Ψ - гипергеометрическая функция, $\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{E_0 + p_0''}{E_0 - p_0''}$.

На рис.3 сплошные линии-значения функции (2) при m = 140 МэВ, η = 0, $\varkappa$ = 4, a = 4, b = 0,1 для следующих значений ν = 0,25: 1,25: 4,75 и >> 1, соответственно. На рис. 4 приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных /3/ по зависимости среднего поперечного импульса

$\langle P_\perp(\nu, y_{LAB})\rangle$ от лабораторной быстроты для π^-(I) и π^+(2) мезонов на основе функции (I). Значения параметров приведены в табл.I. В пределе $\nu \gg$ I (пунктирная линия) получается удовлетворительное описание.

Как было уже отмечено, существование предела $\nu \gg$ I в интервале начальной энергии E =(40-I,5·IO^5) ГэВ нами было установлено при изучении автомодельного соотношения между множественностями n_0 нейтральных и n_c заряженных частиц следующего типа /5-7/

$$\langle n_0(\nu, n_c)\rangle / \langle n_0\rangle = L(\nu, z_c), \tag{3}$$

где $z_c = n_c / \langle n_c\rangle$.

При этом соответствующие функции $L(\nu \gg 1)$, $\langle m_1(\nu \gg 1)\rangle$ и т.д. зависят лишь от параметра a, определяющего степень корреляции между множественностями ν коррелированных компонент, таким образом:

$$\sum_{i,k=1}^{\nu} \left(D_{ik} / \langle n_i\rangle\langle n_k\rangle\right) = (\nu^2/a), \quad D_{ik} = \langle n_i n_k\rangle - \langle n_i\rangle\langle n_k\rangle \tag{4}$$

С ростом E величина a уменьшается и выше $E \geq$ IOO ГэВ его следует аппроксимировать так:

$$a = 1/\ln\ln\left(\sqrt{2E/m_p}\right), \tag{5}$$

где m_p - масса протона.

Соответствующие значения среднего поперечного импульса $\langle P_\perp(\nu \gg 1, E)\rangle$, полученного с помощью (I) при $\nu \gg$I,

Таблица I

Величина	b_ν	a	Нормировка	$\mathscr{L}$	χ^2/DF
$\langle P_1(\nu, y_{LAB}) \rangle_{\pi^-}$	0,80±0,09	I,I2*)	3I0,24±2,75	4	26/I7
-"-	I	I,I2	723,54±I58,47	7,95±2,29	I4/I6
$\langle P_1(\nu, y_{LAB}) \rangle_{\pi^+}$	0,94±0,09	I,I2	307,56±2,34	4	34/I9
-"-	I	I,I2	578,97±I30,23	6,2I±I,42	26/I8
$\langle P_1(\nu, E) \rangle$	I	$I/\ln\ln\sqrt{\frac{2E}{m_p}}$	0,58	4	2I/I2

*) Значения a =I,I2 взяты из /6/.

растут с увеличением E и находятся в удовлетворительном согласии с данными по космическим лучам /2/, дополненными данными из ISR (⊞) и SPS $CERN$ (□) при E =I500 и I,5.I0^5 ГэВ (см. линию на рис.I).

Поступила 2.УП.1982

Институт физики высоких энергий ТГУ

ЛИТЕРАТУРА

I. P.Carlson, The XXI Intern. Conf. of HEP, Paris, July, 1982.

2. C.Cline, F.Halzen, J.Luthe, Phys. Rev.Lett. 31, 1973, 491.

3. D.R.O.Morrison, Preprint CERN /D.Ph.II/ Phys.73-46, 1973; В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях, М., Атомиздат, 1974.

4. D.H.Perkins, In:"Proceedings of the 1981 CERN-JINR School of Physics", Finland, 1981; Л.Н.Абесалашвили и др. ЯФ,32,1980,1082.

5. Я.З.Дарбаидзе, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, Материалы Международного семинара по физике высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1980, т.I.

6. Я.З.Дарбаидзе, Л.А.Слепченко, Ю.В.Тевзадзе, Сообщение АН ГССР, III, № 3,1983; II2, № 2, 1983.

7. N.S.Amaglobeli et al. Preprint JINR, E2-82-107, Dubna, 1982.

8. Z.Koba, H.B.Nielsen. P.Olesen, Nucl. Phys. B40, 1972, 317.

9. W.Thome et al.Nucl. Phys. B129, 1977, 375; G.Arnison et al. Phys.Lett. B107, 1981, 320.

I0. K.Alpgard et al. CERN-EP/82-60, 1982.

II. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков, Введение в теорию квантованн полей. М., "Наука", 1976.

I2. W.Ernst, I.Schmitt, Nuovo Cimento, 31A, 1976, 109.

Я.З.Дарбаидзе, Н.В.Махалдиани, Сообщение ОИЯИ, Р2-80-160, Дубна, 1980.

ი.ზ. დარბაიძე

"თოლიას" ეფექტი და საშუალო განივი იმპულსის ზრდა კორელირებული კომპონენტების დიდი რიცხვის ზღვარში

რეზიუმე

ჩატარებულია განივ იმპულსსა და სისწრაფეს შორის კორელაციისა და ენერგიების (I00 - I,5 . I0^5) გევ ინტერვალში საშუალო განივი იმპულსის ზრდის ეფექტის ანალიზი კორელირებული ადრონული სისტემების დიდი რიცხვის ზღვარში.

Ya.Darbaidze

THE "SEAGULL" EFFECT AND THE AVERAGE TRANSVERSE MOMENTUM INCREASE IN THE RANGE OF A LARGE NUMBER OF CORRELATED COMPONENTS

Summary

The correlation between the transverse impulse and logitudinal rapidity, as well as the growth of the average transverse impulse with an increase of energy in the (100 - 1.5.10^5) GeV, has been analyzed on the basics of the mechanism of generation of a large number of correlated hadronic components.

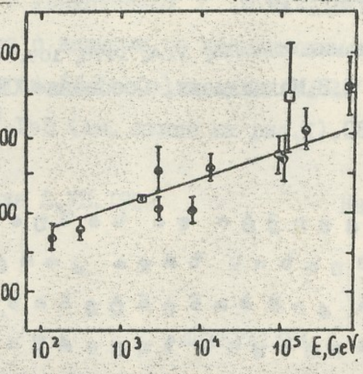


Рис. I. Зависимость среднего поперечного импульса $\langle P_\perp \rangle$ от начальной энергии E. Экспериментальные точки (●) и (■, □) взяты из работ /I-3/. Линия проведена с помощью (I) и (5) при $\nu \gg$ I.

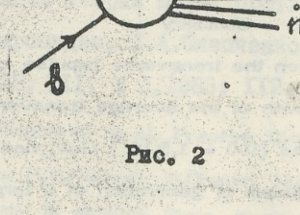


Рис. 2

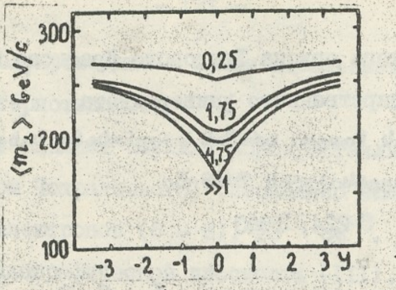


Рис. 3. Зависимость средней поперечной массы от быстроты y . Линии соответствуют следующим значениям ν =0,25; I,25; 4,25 и $\gg$ I.

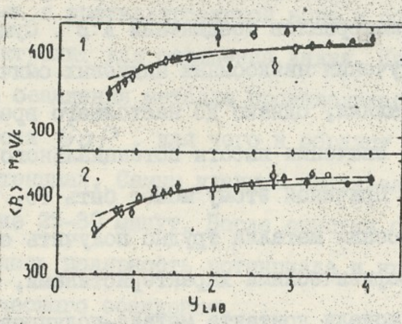


Рис. 4. $\langle P_\perp \rangle$ как функция от y_{LAB} для π^-(I) и π^+(2) мезонов при E =I500 ГэВ. Сплошные (пунктирные) линии соответствуют конечным (предельному $\nu \gg 1$) значениям ν .

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
224, 1983

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА *In-GaP* ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР

М.В.Бахтадзе, Т.А.Лаперашвили, И.Н.Сагинашвили

Металлический индий широко применяется для получения омических контактов к полупроводниковым приборам на основе полупроводниковых материалов соединений A^3B^5. Существуют разные способы получения низкоомных индиевых омических контактов к фосфиду галлия, однако до настоящего времени отсутствуют данные о значении высоты потенциального барьера системы *In-GaP*. Причиной этому может быть то, что обычными методами нанесения металла трудно получить структуры *In-GaP* с электрофизическими характеристиками, соответствующими идеальной модели контакта металл-полупроводник без промежуточного слоя, что необходимо для определения этого параметра.

В настоящей работе, с целью создания структуры *In-GaP* с характеристиками, близкими к идеальным, был выбран способ электролитического осаждения *In* из раствора хлорида индия в воде кислотностью P_H= I,5 - 2 и разработан режим электролитической очистки поверхности полупроводника непосредственно перед осаждением металла, что дало возможность получить контакт металл-полупроводник с почти идеальными фотоэлектрическими характеристиками.

Исходными материалами служили монокристаллы $n-GaP$, выращенные методом Чохральского, специально нелегированные с концентрацией электронов (6 - 8). 10^{16} $см^{-3}$, ориентированные по кристаллографической плоскости (III). Сначала на одной поверхности полупроводника создавались омические контакты путем вплавления металлического индия в среде очищенного водорода при температуре 600°С в течение 5 минут. Затем поверхность омического контакта покрывалась лаком ХСЛ, противоположная сторона травилась в смеси $HCl + HNO_3$ (3:I), промывалась в дистиллированной воде и образец сразу погружался в электролит для осаждения индия. Непосредственно перед началом осаждения металла производилась анодная очистка поверхности GaP, для чего к образцу подавался положительный потенциал. Самым удачным оказался режим тока I $мА/см^2$ в течение 25-30 минут. После очистки образца в электролите менялась полярность потенциала и проводился процесс гальванического осаждения.

Для исследования фотоэлектрических свойств и определения высоты потенциального барьера измерялись вольтамперная и вольтемкостная зависимости. Изучалось также распределение фототока короткого замыкания. Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис. I показана зависимость прямого тока от приложенного напряжения в полулогарифмическом масштабе. Оказалось, что вольамперная характеристика наших структур хорошо описывается диодной теорией /I/

$$J = AT^2 exp\left(-\frac{q\varphi_B}{kT}\right)\left[exp\left(\frac{qU}{nkT}\right)-1\right], \quad (I)$$

где A - постоянная Ричардсона, T - абсолютная температура, φ_B - высота потенциального барьера, k - постоянная Больцмана, q - заряд электрона, n - коэффициент идеальности, U - приложенное напряжение. Коэффициент идеальности наших структур n =I,05±0,02 и высота потенциального барьера может быть определена из следующего уравнения:

$$\varphi_B = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AT^2}{J_s}\right), \quad (2)$$

где J_s - ток насыщения, полученный экстраполяцией тока при нулевом напряжении. Значение высоты потенциального барьера $In-n-GaP$ поверхностно-барьерных структур, определенное по формуле (2), равно φ_B =0,70± 0,04 В.

На рис. 2 показана вольтемкостная характеристика $In-n-GaP$ структур в координатах (U , I/C^2). Измерения проводились с помощью прибора Л2-28, при частоте измеряемого сигнала 0,3 МГц. Пересечение прямой линии с осью абсцисс дает высоту диффузионного барьера и для наших структур она равна 0,80±0,02 В.

Высоту барьера можно определить также, измеряя спектральную зависимость фототока в переходах металл-полупроводник. На структуру свет падает со стороны барьерного контакта. Ток короткого замыкания, связанный с переходом фотовозбужденных электронов через барьер, должен быть пропорционален $(h\nu-\varphi_B)^2$, если $(h\nu-\varphi_B)$ больше, чем несколько кТ/2. На рис. 3а дается графическая зависимость квадратного кория фотоответа от энергии падающих фотонов. Экстраполяция этой прямой к оси энергии дает высоту барьера φ_B, и для наших структур φ_B =0,80±0,2 эВ.

Надо обратить внимание на общую форму спектрального распределения фототока короткого замыкания. Из теории /I,2/ следует, что если энергия фотона больше высоты барьера, но меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, то наблюдается фотоэмиссия электронов из металла в полупроводник. Если энергия фотона превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, то происходят прямые межзонные переходы, что должно привести к резкому возрастанию фотоответа. А в спектрах наших структур совершенно четко видны два участка фотоответа (рис.3), разделяющиеся областью отрицательной фоточувствительности.

Итак, исследование фотоэлектрических свойств поверхностно-барьерных структур $In-n-GaP$, созданных электролитическим осаждением металла на очищенную поверхность полупроводника, дает возможность сделать следующие выводы:

I. Способ электролитического осаждения индия на очищенную поверхность фосфида галлия дает возможность получить идеальный контакт металл-полупроводник с коэффициентом идеальности n =I,05±0,02.

П. Значения высоты потенциального барьера, определенные тремя способами, совпадают с точностью до 10% и φ_B = 0,7-0,8 эВ, а не I,0 эВ, как можно было ожидать из теории /3/.

Ш. При определенных условиях на базе структуры $In-n-GaP$ можно создать селективный фотоприемник с двумя областями фоточувствительности - (I,0 - 2,2) эВ и (2,6 - 3,0) эВ.

Поступила IO.IX.1982

Институт кибернетики
АН ГССР

ЛИТЕРАТУРА

I. С.М.Зи, Физика полупроводниковых приборов. "Энергия", М., I973.

2. А.Милнс, Д.Фойхт, Гетеропереходы и переходы металл - проводник. "Мир", М., I975.

3. Fan F. Lei and Chung Lee. Solid State Electronics. 22. 1035-1037. 1979.

მ. ბახტაძე, თ.ლაფერაშვილი, ი.საგინაშვილი

In-GaP ზედაპირულ-ბარიერული სტრუქტურების ფოტოელექტრული თვისებები

რეზიუმე

მიღებულია In-n-GaP -ს ზედაპირულ-ბარიერული სტრუქტურები მახასიათებლებით, რომლებიც შეესაბამებიან მეტალ-ნახევარგამტარის იდეალური კონტაქტის მოდელს. იდეალობის კოეფიციენტია I,05+0,02 . შესწავლილია მიღებული სტრუქტურების ვოლტ-ამპერული, ვოლტტევადური და ფოტოსპექტრალური მახასიათებლები. გამოთვლილია In-n-GaP -ს პოტენციალური ბარიერის მნიშვნელობა φ_B =0,7 - 0,8 ევ.

M. Bakhtadze, T. Laperashvili, I. Saginashvili

PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF IN-GAP SURFACE-BARIER STRUCTURES

Summary

In-n-GaP surface-barrier structures with ideal the factor n = 1.05+0.02 have been obtained by electrochemical deposition of In on the preliminary electrolyzed cleaned surface of n-GaP.

The current-voltage, capacitance-voltage and photospectral characteristics of the prepared structures were studied. The barrier height of the structure In-nGaP was determined, φ_B being 0.7-0.8 eV.

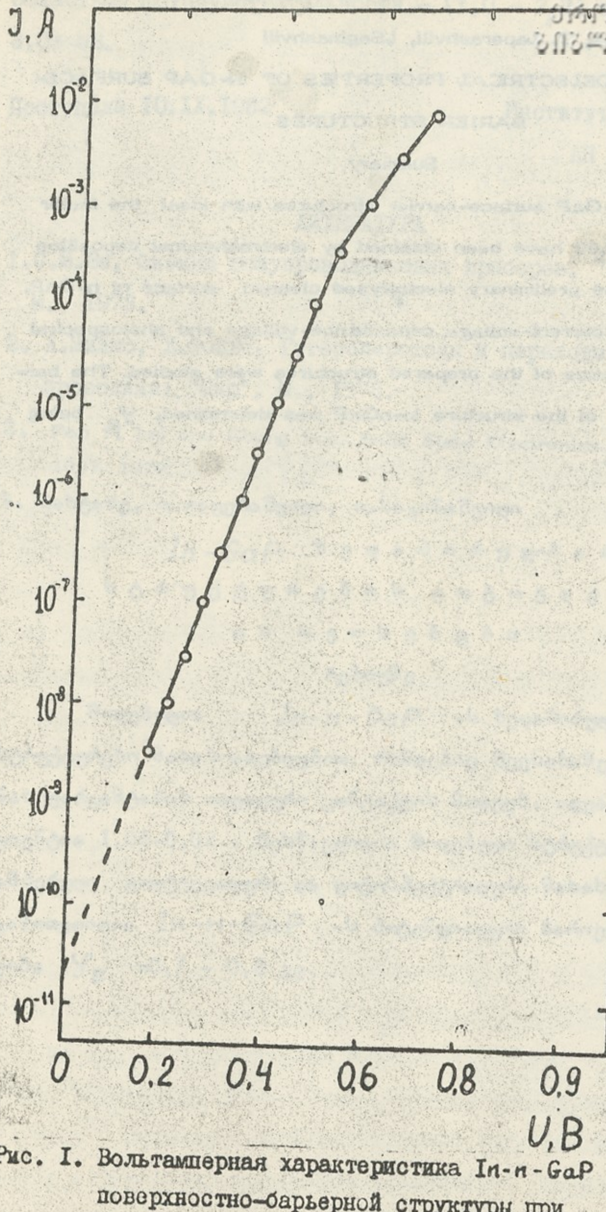


Рис. I. Вольтамперная характеристика In-n-GaP поверхностно-барьерной структуры при прямом смещении.

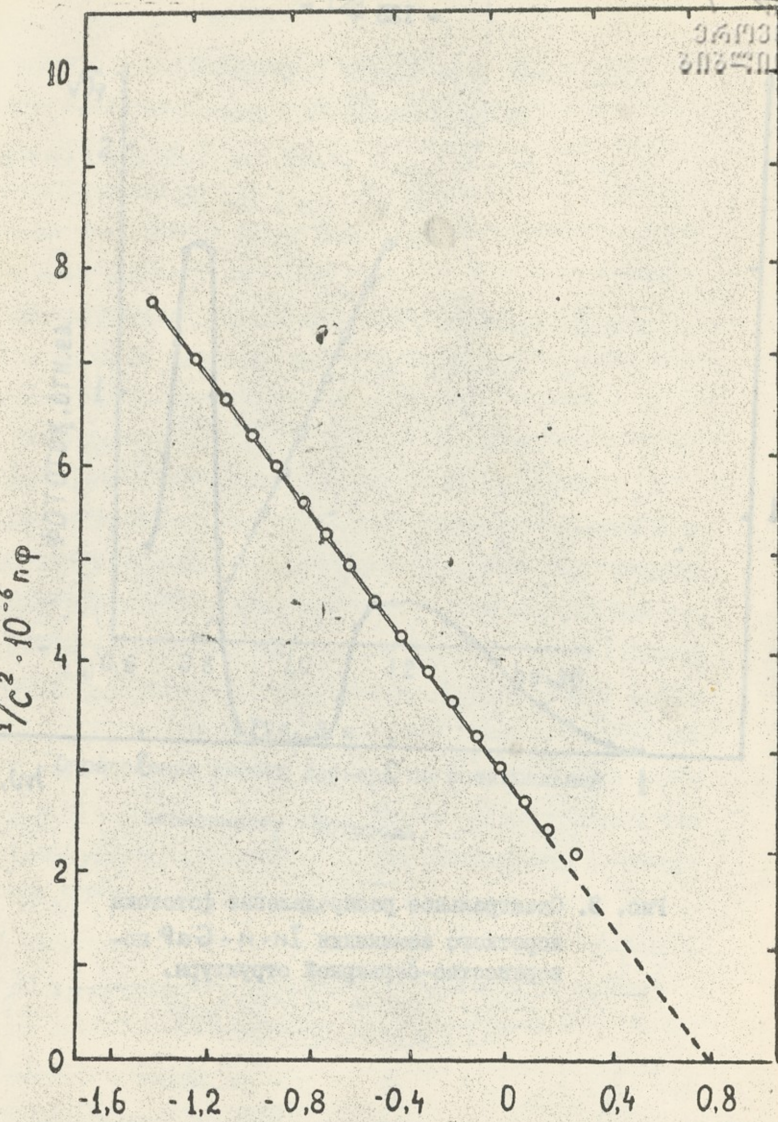


Рис. 2. Зависимость I/C^2 от приложенного напряжения для In-n-GaP поверхностно-барьерной структуры.

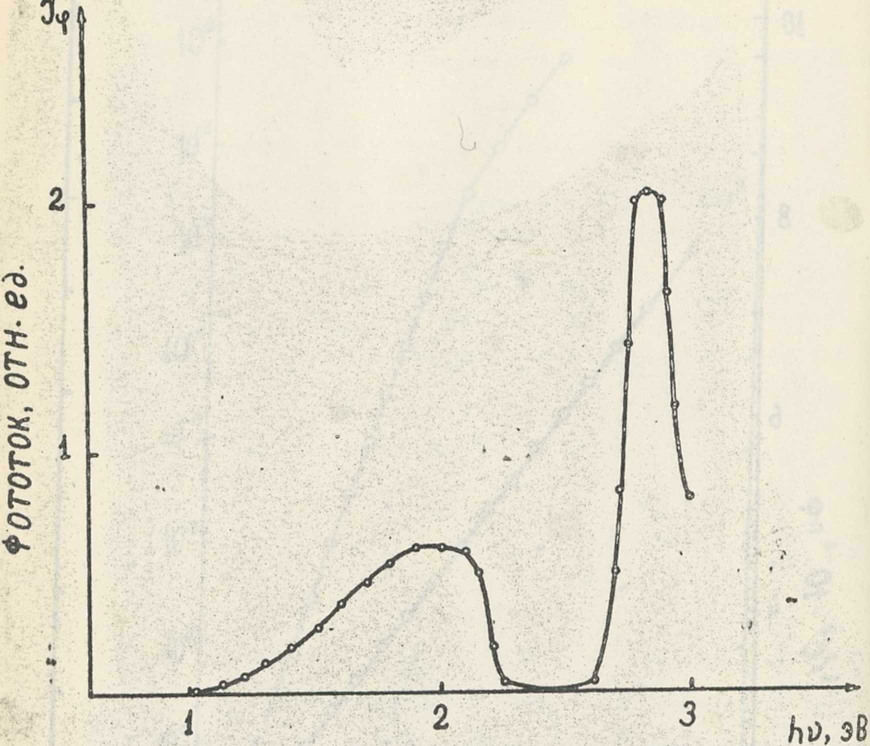


Рис. 3. Спектральное распределение фототока короткого замыкания In-n-GaP поверхностно-барьерной структуры.

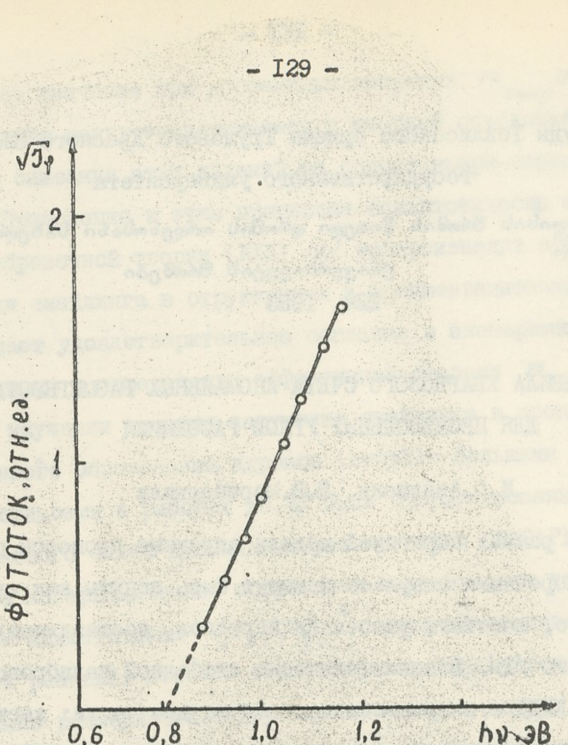


Рис. 3 а

Определение высоты барьера по спектральной зависимости фототока.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
224, 1983

ПРАВИЛА КВАРКОВОГО СЧЕТА АНОМАЛЬНЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНЫХ УГЛОВ РАССЕЯНИЯ

И.С.Авалиани, З.В.Меребашвили

I. В рамках партонной модели адронные процессы с большими поперечными импульсами могут быть поняты как следствие бинарного, жесткого рассеяния партонов, составляющих начальные адроны /I/. В асимптотически свободной калибровочной теории (КХД) эти процессы делятся на две части: жесткая часть, вычисляемая с помощью теории возмущений КХД, и мягкая часть, вводимая феноменологически посредством структурных и фрагментационных функций. Основной проблемой, возникшей при простом применении кварк-партонной модели и низшего порядка теории возмущений (ТВ) в адронных соударениях, является вопрос о характере поведения инвариантного инклюзивного сечения

$$E\frac{d\sigma}{d^3p}(AB\to CX)=f(x_T)\,p_T^{-n_{эфф}}.$$

где $x_T=2p_T/\sqrt{s}$, θ – угол рассеяния в системе центра масс адронов. На основании размерных соображений при фиксированных значениях x_T и θ степень однородности инвариантного сечения по p_T, $n_{эфф}=4$, а ее экспериментальное значение при достижимых энергиях $n_{эфф} > 5$. Это различие между экспериментом и теорией обусловлено неполнотой описания этих явлений на основе кварк-партонной модели. Приложение к этим процессам асимптотически свободной калибровочной теории (КХД) /2/ воспроизводит эффекты нарушения скейлинга в структурных и фрагментационных функциях и дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными в определении эффективной степени $n_{эфф}$.

При изучении явления нарушения скейлинга в процессах инклюзивного образования адронов (струй)с большими поперечными импульсами в работах /3,4/ были сформулированы правила кваркового счета аномальных размерностей (ПКСАР), определяющие логарифмические поправки к каноническим точечноподобным асимптотикам $(\alpha_s/P_T^2)^2$ сечений произвольных адронных реакций. Степени этих поправок выражаются через аномальные размерности, аргументами которых служат числа пассивных составляющих, участвующих в реакции адронов. На основе ПКСАР в работе /5/ было получено непараметрическое решение для закона эффективных степеней $(P_T^{-n_{эфф}})$ сечений широкого класса жестких процессов. При этом авторы этих работ ограничились рассмотрением значения угла рассеяния $\theta = 90^o$ в системе центра масс адронов.

В настоящей работе сформулированы аналогичные ПКСАР в главном логарифмическом приближении теории возмущения КХД для произвольного значения угла рассеяния θ. На базе полученных правил проведен детальный анализ эффективных степеней P_T для адронных процессов при разных значениях θ и $\sqrt{s}$.

2. Повторим сейчас вкратце основные аргументы работы /3/.

В рамках квантовой хромодинамики (КХД) инвариантное инклюзивное сечение рождения одиночных частиц (струй) с большими поперечными импульсами в адронных соударениях записывается в виде:

$$\sigma\begin{pmatrix}AB\to cX\\ AB\to jetX\end{pmatrix}\sim\sum_{a,b,c}\int\limits_{x_a^{min}}^{1}dx_a\int\limits_{x_b^{min}}^{1}dx_b\, f_{a/A}(x_a,Q^2)\,f_{b/B}(x_b,Q^2)\times \tag{I}$$

$$\times\begin{pmatrix}\mathcal{D}_{c/c}(x_c,Q^2)/x_c^2\\ \delta(1-x_c)\end{pmatrix}dx_c\frac{\hat{s}}{\pi}\delta(\hat{s}+\hat{t}+\hat{u})\left(d\hat{\sigma}/d\hat{t}\right)_{ab\to cx}$$

где

$$\sigma\equiv E\frac{d\sigma}{d^3p},\quad x_a^{min}=\frac{x_1}{1-x_2},\quad x_b^{min}=\frac{x_a x_2}{x_a-x_1},$$

$$x_1=-u/s,\qquad x_2=-t/s,$$

$(d\hat{\sigma}/d\hat{t})_{ab\to cx}$ – борновское сечение жесткого рассеяния составляющих /6/; $a,b,c=q,\bar{q},G$; $\hat{s},\hat{t},\hat{u}$ – инвариантные переменные для элементарных подпроцессов, а $f(x,Q^2)$, $\mathcal{D}(x,Q^2)$ – функции распределения и фрагментации партонов. Суммирование производится по всем возможным подпроцессам qqq, GGG, $qGG,\ldots$ $(qq, GG, qG,\ldots)$.

Угловая зависимость инвариантных сечений $Ed\sigma/d^3p$ при $x_R=\frac{2E_c}{\sqrt{s}}\longrightarrow 1$ в основном определяется поведением элементарных сечений жесткого рассеяния составляющих:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{ab\to cd}}{d\hat{t}}=\frac{2}{\hat{s}}\frac{d\hat{\sigma}_{ab\to cd}}{d\cos\hat{\theta}}=\frac{\pi\alpha_s^2(Q^2)}{\hat{s}^2}\sum\nolimits_{ab\to cd}(\theta),$$

где $\sum_{ab\to cd}(\theta)$ – известная безразмерная функция (см. табл.), $\alpha_s(Q^2)=b/\ln(Q^2/\Lambda^2)$ $(b=12\pi/(33-2f))$ – бегущая эффективная константа связи в приближении главных логарифмов ТВ КХД, f – число ароматов кварков.

Зависимость структурных и фрагментационных функций партонных распределений от квадрата передаваемого импульса Q^2 дается специальными уравнениями эволюции /7/, определяющими эффекты нарушения скейлинга в функциях распределения партонов (кварков $q(x,Q^2)$ и глюонов $G(x,Q^2)$). При этом кварки считаются безмассовыми:

$$\frac{\partial q_i(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2}=\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1\frac{dy}{y}\left[P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)q_i(y,Q^2)+P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right)G(y,Q^2)\right],$$

$$\frac{\partial G(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2}=\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int_x^1\frac{dy}{y}\left[\sum_{j=1}^{2f}P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right)q_j(y,Q^2)+P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right)G(y,Q^2)\right]. \tag{2}$$

Суммирование производится по всем типам кварков и антикварков, а функции $P_{ij}(z)$ $(i,j=q,G)$ представляют собой вероятности соответствующих кварк-глюонных переходов:

$$P_{qq}(z)=\frac{4}{3}\left[\frac{2}{(1-z)_+}-(1-z)+\frac{3}{2}\delta(1-z)\right],$$

$$P_{qG}(z)=\frac{1}{2}\left[(1-z)^2+z^2\right],\quad P_{Gq}(z)=\frac{4}{3}\,\frac{1+(1-z)^2}{z},$$

$$P_{GG}(z)=6\left[\frac{1}{(1-z)_+}+\frac{1}{z}-2+z(1-z)+\frac{33-2f}{36}\delta(1-z)\right],$$

где под $\frac{1}{(1-z)_+}$ подразумевается следующее правило интегрирования:

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z)-f(1)}{1-z} .$$

Зависимость структурных функций от Q^2 удобно анализировать в терминах моментов, определенных следующим образом:

$$M_i(n,Q^2) = \int_0^1 dx \cdot x^{n-1} f_i(x,Q^2).$$

Моменты функции $P_{qq}(z)$, $P_{Gq}(z)$, $P_{qG}(z)$, $P_{GG}(z)$, характеризующие нарушение скейлинга в структурных функциях, называются аномальными размерностями соответствующих кварк-глюонных переходов.

Уравнения эволюции для фрагментационных функций получаются из уравнения (2) заменой $P_{qG} \rightleftarrows P_{Gq}$ и в главном логарифмическом приближении (в пределе $x \to 1$) эти функции тождественны друг другу $f_0(x) = \mathcal{D}(x)$ /8/.

Разделение плотностей партонных распределений на вклады валентных и "морских" кварков $q(x) = q_v(x) + q_s(x)$ сводит уравнения (2) к трем интегродифференциальным уравнениям для плотностей $q_v(x,Q^2)$, $q_s(x,Q^2)$, $G(x,Q^2)$ соответственно.

$$\frac{\partial q_v(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2}=\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int\limits_x^1\frac{dy}{y}P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)q_v(y,Q^2),$$

$$\frac{\partial q_s(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2}=\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int\limits_x^1\frac{dy}{y}\left[P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)q_s(y,Q^2)+P_{qG}\left(\frac{x}{y}\right)G(y,Q^2)\right], \quad (3)$$

$$\frac{\partial G(x,Q^2)}{\partial \ln Q^2}=\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\int\limits_x^1\frac{dy}{y}\left[P_{Gq}\left(\frac{x}{y}\right)\sum_{i=1}^{2f}q_i(y,Q^2)+P_{GG}\left(\frac{x}{y}\right)G(y,Q^2)\right].$$

Задавая эти функции при некотором значении Q_0^2 $(\alpha_s(Q_0^2)/2\pi\ll 1)$ уравнения (3), можно получить их значения для произвольных значений квадрата передаваемого импульса Q^2.

Будем считать, что X -зависимость структурных функций при фиксированном $Q^2=Q_0^2$ в пределе больших X определяется правилами кваркового счета /9/ (предполагается точная $SU(3)$ симметрия u,d,s морских кварков):

$$xf(x,Q_0^2)\sim(1-x)^{2n-3}, \quad x\longrightarrow 1, \quad (4)$$

где n - минимальное число жестких составляющих адронов, $n_G,\ n_v,\ n_s$ - значения показателей n для плотностей распределений валентных кварков, "морских" кварков и глюонов соответственно (см. рис.I).

Решения эволюционных уравнений (3) с данными начальными условиями (4) могут быть получены решением соответствующих дифференциальных уравнений для моментов структурных функций и последующим их обращением /5,I0/.

$$f_i(x,Q^2)=\frac{1}{2\pi i}\int_{c-i\infty}^{c+i\infty} ds\cdot x^{-s} M_i(s,Q^2).$$

Лидирующие члены решения этих уравнений для плотностей распределений партонов при $x \longrightarrow 1$ имеют следующий вид /9/:

$$x\vec{f}(x,Q^2)=K(\xi)(1-x)^{2n_v-3+\tau\xi}\cdot\vec{H}(x,\xi),$$
$$\vec{f}(x,Q^2)=\begin{pmatrix} q_v(x,Q^2)\\ G(x,Q^2)\\ q_s(x,Q^2)\end{pmatrix}, \tag{5}$$

$$\vec{H}(x,\xi)=\begin{pmatrix} 1 \\ \frac{2}{5}\left[\frac{(1-x)}{\Gamma(2n_v-1+\tau\xi)\left[\ln\frac{1}{1-x}+\psi(2n_v-1+\tau\xi)+c\right]}-\right. \\ \left.-\frac{(1-x)^{1+5/4\tau\xi}}{\Gamma(2n_v-1+\frac{9}{4}\tau\xi)\left[\ln\frac{1}{1-x}+\psi(2n_v-1+\frac{9}{4}\tau\xi)+c\right]}\right]- \\ \frac{3/4\,\tau\xi(1-x)^2}{\Gamma(2n_v+\tau\xi)\left[\ln\frac{1}{1-x}+\psi(2n_v+\tau\xi)+c\right]}\end{pmatrix},$$

где

$$\xi=\ln\left[\alpha_s(Q_0^2)/\alpha_s(Q^2)\right],\quad \tau=16/(33-2f),$$

$$c=j_E-\frac{21-2\cdot f}{20},$$

$$K(\xi)=\left[\alpha_s(Q_0^2)/\alpha_s(Q^2)\right]^{\tau(3/4-j_E)}\cdot\Gamma(2n_v-2),$$

а

$$j_E=0.5772\ldots,\qquad \psi(z)=d\ln\Gamma(z)/dz$$

– число и дигамма функция Эйлера, соответственно.

Таким образом, лидирующими при $x\to 1$ являются члены, индуцированные валентными кварками, т.е. в данной схеме большинство глюонов и $q\bar{q}$ пар рождается при тормоз-ном излучении глюонов валентными кварками.

3. Целью настоящей работы является формирование ПКСАР в главном логарифмическом приближении ТВ КХД в случае произвольных углов рассеяния θ. Для этого, используя вышеприведенные результаты для структурных функций, рассмотрим вклады синглетных распределений партонов (5) и проанализируем все входящие в инвариантное сечение (I) фундаментальные подпроцессы рассеяния партонов в низшем порядке ТВ КХД:

$$q_\alpha q_\beta \to q_\alpha q_\beta, \quad q_\alpha G \to q_\alpha G, \quad GG \to GG, \quad GG \to q_\alpha \bar{q}_\alpha,$$

$$q_\alpha \bar{q}_\beta \to q_\alpha \bar{q}_\beta, \quad q_\alpha \bar{q}_\alpha \to GG, \quad q_\alpha \bar{q}_\alpha \to q_\beta \bar{q}_\beta.$$

Подставляя в (I) соответствующие синглетные компоненты функций распределения партонов (5) и проводя интегрирования в области больших значений X_R, получим соответствующие выражения для различных компонентов VVV, VSV, GVS,... ...(VV, VS, GV) сечения инклюзивного образования частиц (струй):

а) Образование струи $A+B \to JX$.

$$E\frac{d\sigma}{d^3p}(AB \to JX) = \sigma_0 \sum_{i,j} \frac{\epsilon^{sp-1}}{\Gamma(sp)} \mathcal{D}_{ij}(\theta) \Phi_i^A \Phi_j^B, \tag{6}$$

где

$$\sigma_0 \equiv \left(\frac{\alpha_s}{P_T^2}\right)^2 \left(\frac{x_T^2}{4}\right) \frac{\left[\alpha_s(Q^2)\right]^{-2\varkappa \ln(2/\sin\theta)}}{(\cos^2\theta/2)^A (\sin^2\theta/2)^B},$$

$$A(B)=2\left(n_V^{A(B)}-1\right),\quad \mathcal{D}_{ij}(\theta)=\sum_{k,\ell}\left(\sum\nolimits_{ij-k\ell}(\theta)\right).$$

Сумма берется по всем фундаментальным подпроцессам $(i,j=V,S,G)$, а отсчет угла производится от частицы A, $\theta=(\vec{P}_A \wedge \vec{P}_J)$.

Вся информация о нарушении скейлинга содержится в трехмерных векторах $\vec{\Phi}^H$

$$\vec{\Phi}^H=C_H\Gamma(H)\left[\alpha_s(Q^2)\right]^{\mathcal{D}(sp)}\cdot\vec{E}(\xi);\quad H=A,B,\quad \vec{\Phi}^H=\begin{pmatrix}\Phi_V^H\\ \Phi_G^H\\ \Phi_S^H\end{pmatrix},\tag{7}$$

$$\vec{E}(\xi)=\begin{pmatrix}1\\ \dfrac{2}{5}\;\dfrac{1}{\psi(H+r\xi+1)+\ell}-\dfrac{\left[\alpha_s(\theta^2)\right]^{\mathcal{D}^s(sp)-\mathcal{D}(sp)}}{\psi(H+\frac{9}{4}r\xi+1)+\ell}\\ \dfrac{3/4\, r\xi}{\psi(H+r\xi+2)+\ell}\end{pmatrix},$$

где C_H – нормировочные множители, а величины $\mathcal{D}(sp)$, $\mathcal{D}^s(sp)$ определяются несинглетными $(d(sp))$ и синглетными $(d^s(sp))$ аномальными размерностями соответственно:

$$\mathcal{D}(n)=d(n)-r\left(1/n+\ln\epsilon\right),\quad \epsilon=1-X_R=1-X_T/\sin\theta,$$

$$\mathcal{D}^s(n)=d^s(n)-\frac{9}{4}r\left(1/n+\ln\epsilon\right)+\frac{5}{4}\ln K_H,\quad H=A,B,\tag{8}$$

$$d(n)=-b'\int_0^1 x^{n-1}P_{qq}(x)\,dx\equiv d_n^{NS}=-r\left(3/4-\sum_1^n\frac{1}{k}\right)+O\left(\frac{1}{n^2}\right),$$

$$d^s(n) = -b'\int_0^1 x^{n-1} P_{GG}(x)\,dx = -r\left(\frac{1}{r} - \frac{9}{4}\sum_1^n \frac{1}{k}\right) + O\left(\frac{1}{n^2}\right),$$

где $K_A = \cos^2\theta/2, \quad K_B = \sin^2\theta/2, \quad b' = 2\Big/\left(11 - \frac{2}{3}f\right).$

б) Образование одиночных частиц. $A + B \to CX$.

$$E\frac{d\sigma}{d^3p}(AB \to CX) = \sigma_0 \sum_{i,j,k} \frac{\epsilon^{sp-1}}{\Gamma(sp)} \mathcal{D}_{ijk}(\theta)\Phi_i^A \Phi_j^B \Phi_k^C \qquad (9)$$

$$\mathcal{D}_{ijk}(\theta) = \sum_\ell \left(\Sigma_{ij \to k\ell}(\theta)\right), \quad \theta = (\widehat{\vec{P}_A \vec{P}_C}), \quad K_C = 1.$$

Все величины определены соотношениями (6) – (8). Фигурирующее в этих формулах спектаторное число sp определяется следующим образом:

$$sp = 2\left(\sum_{i=1}^H n_i - H\right) + \sum_{i=1}^H \Delta sp,$$

где n_i – число валентных кварков в i-ом адроне ($n=2$ в случае мезонов и $n=3$ для барионов), H –полное число, участвующих в реакции адронов $(H=2 - AB \to JX;$ $H=3 - AB \to CX)$; Δsp – дополнительное число при рассмотрении только валентного вклада пассивных составляющих адронов, равное $\Delta sp = 1$ в случае глюонов (см.рис.2), и $\Delta sp = 2$ в случае "морских" кварков (см. рис.3).

Полученные правила характеризуют отклонение инклюзивных сечений от скейлингового поведения, которое определяется аномальными размерностями, аргументы (номера) которых приобретают физический смысл спектаторных чисел в реакции.

Формулы (6), (9) показывают, что угловое распределение инклюзивных реакций и-за нарушения масштабной инвариантности полностью не определяется поведением элементарных сечений жесткого рассеяния составляющих $(d\hat{\sigma}/d\hat{t})$. Отклонение от скейлингового углового распределения при фиксированном значении энергии определяется величиной отношения $Q^2(\theta)/\Lambda^2$, являющимся аргументом эффективной константы связи $\alpha_s(Q^2)$ (Λ - параметр обрезания).

4. Полученные результаты для инвариантных сечений образования одиночных частиц (струй) свидетельствуют о нарушении масштабной инвариантности и закона P_T^{-4}, т.е.

$$E\frac{d\sigma}{d^3P} \sim f(X_T)\,P_T^{-n_{эфф}} \qquad \text{с } n_{эфф} \neq 4. \tag{10}$$

Источники происхождения этой дополнительной степени, возникающей в КХД при больших значениях X_R, следующие:

а) Убывание функции распределения кварков с ростом P_T;

б) Убывание функции фрагментации кварка;

в) Убывание сечения за счет падения константы взаимодействия $\alpha_s(P_T^2)$ с ростом P_T.

Учет всех этих факторов приводит к эффективной степени, которая и наблюдается на экспериментах в области $P_T > 4$ Гэв/с. Более высокая степень в области $P_T < 4$ Гэв/с, кроме всех вышеперечисленных факторов, требует еще и феноменологического учета внутреннего поперечного движения кварков в адроне (эффект от которого мал и быстро уменьшается с ростом P_T).

Согласно формуле (10) для значения средней эффективной степени в интервале энергии $s_1 - s_2$ получаем:

$$n_{эфф}(X_T,\theta) = - \left. \frac{\ln \left(E d\sigma/d^3P\right)_{\sqrt{s_1}} / \left(E d\sigma/d^3P\right)_{\sqrt{s_2}}}{\ln\left(\sqrt{s_1}/\sqrt{s_2}\right)} \right|_{X_T = const} \qquad (II)$$

с учетом полученных правил кваркового счета аномальных размерностей для несинглетного состояния $n_{эфф}(X_T,\theta)$ принимает следующий вид:

$$n_{эфф}(X_T,\theta) = 4 - 2\left[2 - 2n \ln\left(2/\sin\theta\right) + HD(sp)\right] R\left(\frac{s_1}{s_2}\right), \qquad (I2)$$

где H - число адронов, участвующих в реакции

$$D(sp) = d(sp) - n\left(\frac{1}{sp} + \ln\left(1 - \frac{x_T}{\sin\theta}\right)\right),$$

$$R(s_1/s_2) = \frac{\ln\left[\alpha_s(s_1)/\alpha_s(s_2)\right]}{\ln\left(s_1/s_2\right)}$$ - функция кваркового разрешения при энергиях $s_1 - s_2$.

Переходя к пределу $s_1 \to s_2 \equiv s$, т.е. вычисляя эффективную степень $n_{эфф}$ при фиксированном значении энергии s, имеем:

$$n_{эфф}(X_T,\theta,s) = 4 + 2\left[2 - 2n \ln\left(2/\sin\theta\right) + HD(sp)\right] R(s), \qquad (I3)$$

где $R(s) = 1/\ln\left(Q^2/\Lambda^2\right)$ - функция кваркового разрешения при определенном значении энергии s.

Полученные формулы свидетельствуют о том, что величина нарушения скейлинга (отклонение от P_T^{-4} поведения) определяется кварковым составом адронов, участвующих в реакции, и становится значительнее для адронов с большим числом пассивных составляющих (рис.4). Единственными параметрами в этих формулах являются шкала бегущей константы связи Λ, фиксируемой в глубоком неупругом рассеянии лептонов, и величина квадрата передаваемого импульса Q^2, значение которого в адронных соударениях определено неоднозначно.

С увеличением энергии $S(Q^2 \sim S)$ или уменьшением Λ функция кваркового разрешения $R(S)$ и соответственно $n_{эфф}$ уменьшаются, что означает ослабление взаимодействия между партонами с ростом степени разрешения "прибора"(рис.5).

Угловая зависимость эффективной степени определяется как множителем $[2-2n\ln(2/\sin\theta)+HD(SP)]$, так и зависимостью $Q^2=Q^2(\theta)$, являющейся аргументом функции кварк-глюонного разрешения. Из анализа θ и X_T зависимости эффективной степени можно сделать следующие выводы:

а) С увеличением $X_T\ (X_T > 0.2)$ при фиксированных значениях θ $n_{эфф}$ растет. Это обусловлено ростом множителя $[2-2n\cdot\ln(2/\sin\theta)+HD(SP)]$ и физически соответствует уменьшению инвариантного сечения по мере приближения к кинематическому пределу.

б) При фиксированном значении $X_T\ (X_T > 0.2)$ с ростом θ значение эффективной степени падает и достигает своего минимального значения для $\theta = 90^0$. Причиной этого является увеличение $Q^2(\theta)$. (и, соответственно, уменьшение функции кварк-глюонного разрешения) с ростом θ (до $\theta = 90^0$).

в) Рост $n_{эфф}$ в случае $Q^2=2\hat{s}\hat{t}\hat{u}/(\hat{s}^2+\hat{t}^2+\hat{u}^2)$ при малых значениях X_T (рис.6) обусловлен уменьшением величины $Q^2 \sim X_T^2 S \to 0$, а при выборе $Q^2 = -\hat{t}$ такой рост не наблюдается, так как $Q^2 \sim S \to const \neq 0$ (рис.7).

Полученные теоретические значения эффективной степени удовлетворительно согласуются с существующими экспериментальными данными при значениях поперечных импульсов рождающихся частиц $P_T > 4$ Гэв/с.

Таким образом, в главном логарифмическом приближении теории возмущений КХД получены правила кваркового очета аномальных размерностей для произвольных углов рассеяния, учитывающие эффекты нарушения скейлинга и определяющие отклонения от точечноподобного поведения инвариантных сечений партонной модели.

Поступила 4.II.1983

Институт высоких энергий
ТГУ

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Berman, J.Bjorken, J.Kogut, Phys. Rev. (1971) D4, p. 3388.
2. R.F.Cahalan, K.A.Geer, J.Kogut and L.Susskind, Phys. Rev. D11, (1975), p. 1199.
3. V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze, Phys. Lett., B100, (1981), p.75.
4. И.С.Авалиани, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко, ОИЯИ,Р2-82-80, Дубна, I982, ОИЯИ, Р2-82-234, Дубна, I982.
5. I.S.Avaliani, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, JINR, E2-82-282, Dubna, 1982.
6. L.Combridge, J.Kripfganz, J.Ranft, Phys. Lett., 70B (1977), p.234; R.Cutler, D.Sivers, Phys. Rev., D17 (1978), p. 196.

7. G.Altarelli, G.Parisi, Nucl.Phys., B126 (1977), p.298.

8. В.Н.Грибов, Л.Н.Липатов, ЯФ, 1972, I5, с.78I, I2I8.

9. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze, Lett.Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719;

S.J.Brodsky, G.Farrar, Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 1153.

10. F.Martin, Phys. Rev., D19, (1979), p. 1382.

ი.ავალიანი, ზ. მერებაშვილი

ანომალური განზომილებების კვარკული თვლის წესები გაფანტვის ნებისმიერი კუთხეებისათვის

რეზიუმე

კვანტური ქრომოდინამიკის შეშფოთების თეორიის მთავარ ლოგარითმულ მიახლოებაში ჩამოყალიბებულია ანომალური განზომილებების კვარკული თვლის წესები დაბადებულ ადრონთა ნებისმიერი კუთხით გაფანტვისას დიდი განივი იმპულსების შემთხვევაში. მიღებულია ეფექტური ხარისხების გამოსათვლელი უნივერსალური ფორმულა ყველა ტიპის ადრონული რეაქციისათვის, რომლის საშუალებით შესწავლილია $n_{ეფფ}(x_T, \theta)$ დამოკიდებულება $\left(E \frac{d\sigma}{d^3p} = f(x_T) p_T^{-n_{ეფფ}}\right)$.

I.Avaliani, Z.Merebashvili

ANOMALOUS-DIMENSIONAL QUARK COUNTING FOR ANY SCATTERING ANGLE

Summary

In the leading order of QCD perturbation theory for high P_T hadron reactions in the case of any scattering angle θ anomalous-dimensional quark counting rules are derived. A universal formula is obtained for calculating the effective power n_{eff} $\left(E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{f(x_T)}{p_T^{n_{eff}}}\right)$ and θ, x_T, dependent of $n_{eff}(x_T, \theta)$, is discussed.

Таблица борновских сечений $\frac{d\sigma}{d\hat{t}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2}\sum(\theta)$ в КХД

Процесс $ab \to cd$	$\sum$	$x_R \to 1$
1	2	3
$q_\alpha q_\beta \to q_\alpha q_\beta$ $q_\alpha \bar{q}_\beta \to q_\alpha \bar{q}_\beta$ $\alpha \neq \beta$	$\frac{4}{9}\,\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}$	$\frac{4}{9}\,\frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2}$
$q_\alpha q_\alpha \to q_\alpha q_\alpha$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{s}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}^2}\right)-\frac{8}{27}\,\frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}$	$\frac{4}{9}\left\{\left[\frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1+\cos\theta)^2}+\frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2}\right]-\frac{8}{3}\,\frac{1}{1-\cos^2\theta}\right\}$
$q_\alpha \bar{q}_\alpha \to q_\alpha \bar{q}_\alpha$	$\frac{4}{9}\left(\frac{\hat{s}^2+\hat{u}^2}{\hat{t}^2}+\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}\right)-\frac{8}{27}\,\frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$	$\frac{4}{9}\left\{\frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2}+\frac{1}{2}(1+\cos^2\theta)+\frac{1}{3}\,\frac{(1+\cos\theta)^2}{1-\cos\theta}\right\}$
$q_\alpha \bar{q}_\alpha \to GG$	$\frac{32}{27}\,\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{8}{3}\,\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}$	$\frac{4}{3}\left\{\frac{8}{9}\left(\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}+\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta}\right)-(1+\cos^2\theta)\right\}$
$GG \to q_\alpha \bar{q}_\alpha$	$\frac{1}{6}\,\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}}-\frac{3}{8}\,\frac{\hat{u}^2+\hat{t}^2}{\hat{s}^2}$	$\frac{1}{6}\left\{\frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}+\frac{1-\cos\theta}{1+\cos\theta}-\frac{9}{8}(1+\cos^2\theta)\right\}$

1	2	3
$q_\alpha G \to q_\alpha G$	$-\frac{4}{9}\,\frac{\hat{u}^2+\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}}+\frac{\hat{u}^2+\hat{s}^2}{\hat{t}^2}$	$\frac{4}{9}\left[\frac{1}{2}(1+\cos\theta)+\frac{2}{1+\cos\theta}\right]+\frac{4+(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)^2}$
$GG \to GG$	$\frac{9}{2}\left(3-\frac{\hat{u}\hat{t}}{\hat{s}^2}-\frac{\hat{u}\hat{s}}{\hat{t}^2}-\frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2}\right)$	$\frac{9}{2}\left\{3-\frac{1}{4}(1-\cos^2\theta)+\frac{2(1-\cos\theta)}{(1+\cos\theta)^2}+\frac{2(1+\cos\theta)}{(1-\cos\theta)^2}\right\}$
$q_\alpha\bar{q}_\alpha \to q_\beta\bar{q}_\beta$	$\frac{4}{9}\,\frac{\hat{t}^2+\hat{u}^2}{\hat{s}^2}$	$\frac{2}{9}(1+\cos^2\theta)$

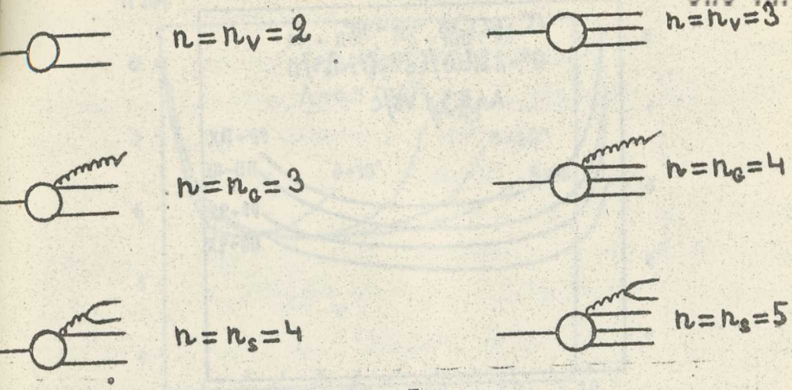


Рис. I

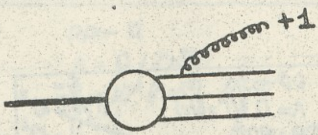


Рис.2

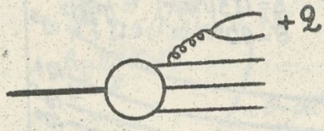


Рис. 3

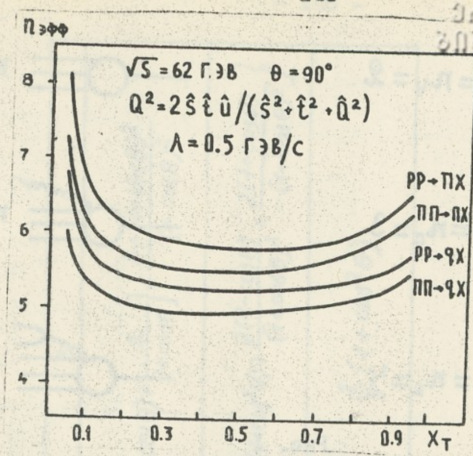

n эфф
√S = 62 ГэВ   θ = 90°
Q² = 2ŝ t̂ û/(ŝ² + t̂² + Q̂²)
Λ = 0.5 ГэВ/с
PP → ПX
ПП → ПX
PP → qX
ПП → qX
8
7
6
5
4
0.1
0.3
0.5
0.7
0.9
X_T

Рис. 4

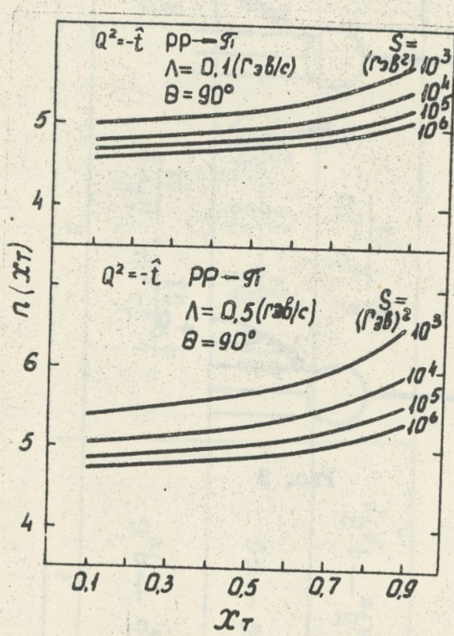

Q² = -t̂   PP → π
Λ = 0.1 (ГэВ/с)
θ = 90°
S = (ГэВ²)
10³
10⁴
10⁵
10⁶
Q² = -t̂   PP → π
Λ = 0.5 (ГэВ/с)
θ = 90°
S = (ГэВ)²
n(x_T)
6
5
4
0.1
0.3
0.5
0.7
0.9
x_T

Рис. 5

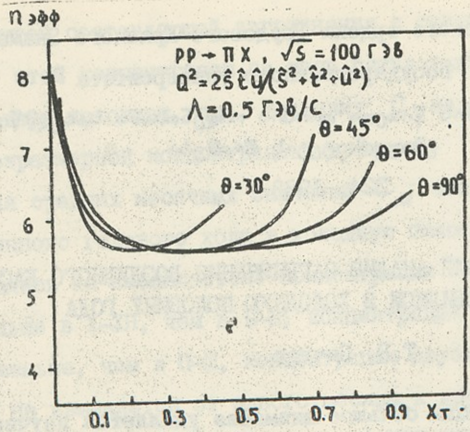

n эфф
pp → πX , √S = 100 Гэв
Q² = 2ŝt̂û/(ŝ² + t̂² + û²)
Λ = 0.5 Гэв/с
θ=45°
θ=60°
θ=30°
θ=90°
8
7
6
5
4
0.1
0.3
0.5
0.7
0.9
Xт

Рис.6

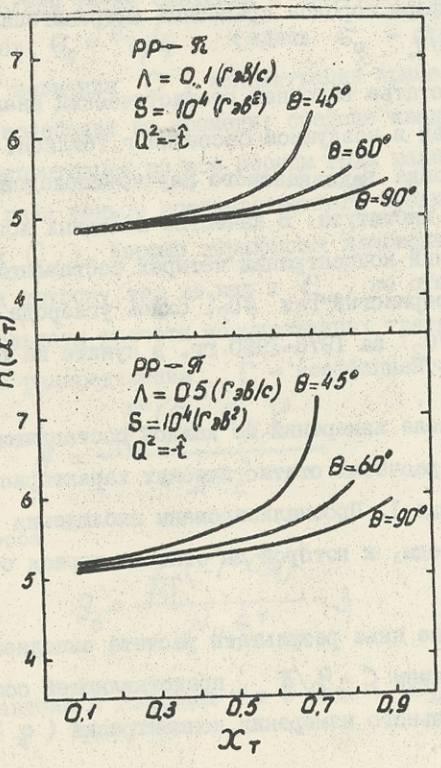

pp → π
Λ = 0.1 (Гэв/с)
S = 10⁴ (Гэв²)
Q² = -t̂
θ=45°
θ=60°
θ=90°
pp → π
Λ = 0.5 (Гэв/с)
S = 10⁴ (Гэв²)
Q² = -t̂
θ=45°
θ=60°
θ=90°
n(xт)
7
6
5
4
0.1
0.3
0.5
0.7
0.9
xт

Рис. 7

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
224, 1983

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОЗДУШНОГО БАССЕЙНА ГОРОДА ТБИЛИСИ В ХОЛОДНУЮ ПОЛОВИНУ ГОДА

Т.Е. Пичхая

В последние годы большое внимание уделяется изучению загрязнения атсоферы городов примесями антропогенного происхождения /I-5,7/.

В настоящей статье выполнен статистический анализ концентрации примесей в воздушном бассейне г.Тбилиси. Материал заимствован из фонда Закавказского научно-исследовательского регионального института. В качестве исходных использованы данные измерений концентрации четырех составляющих загрязнения (пыль, сернистый газ SO_2, окись углерода CO и двуокись азота NO_2) за 1976-1980 гг. в пункте на проспекте Плеханова.

Сведения о числе измерений по каждой составляющей, использованных при расчетах статистических характеристик, приведены в таблице I. Проанализированы наблюдения за холодную половину года, к которой мы отнесли период с октября по март.

Все приведенные ниже результаты расчета выполнены для безразмерной величины $C = q/\bar{q}$, представляющей собой отношение индивидуального измерения концентрации (q) той или другой составляющей загрязнения к среднему значению ($\bar{q}$) этой концентрации за весь пятилетний период наблюдений в холодную половину года. Величину C называем в дальнейшем безразмерной концентрацией примеси.

Для средних месячных значений $C_м$ величины C хорошо выраженного годового хода в холодную половину года в атмосфере Тбилиси не наблюдается: концентрация SO_2 и CO несколько больше в X–XII, чем в I–III, концентрация пыли, наоборот, в X–XI меньше, чем в II–III, концентрация двуокиси азота практически не изменяется от одного месяца к другому.

Приведены также сведения о средних месячных значениях стандартов $\sigma_c = \sigma_q/\bar{q}$ (здесь σ_q – стандарт концентраций q) величины C, концентрация примесей испытывает большие колебания во времени: средние квадратические отклонения концентрации во все месяцы года велики (σ_c лишь в 1,5-2 раза меньше соответствующего среднего месячного значения $C_м$). Хорошо выраженных изменений σ_c от одного месяца к другому, так же, как и $C_м$, не отмечается.

Результаты расчета нормированных третьего и четвертого моментов распределения C – коэффициентов асимметрии

$$A_c = \frac{\sum\limits_{(i)} (C_i - C_м)^3}{N_м \sigma_c^3} \qquad (1)$$

и эксцесса

$$Э_c = \frac{\sum\limits_{(i)} (C_i - C_м)^4}{N_м \sigma_c^4} - 3 \qquad (2)$$

представлены в таблицах 2 и 3 (здесь $C_м$ – среднее месячное значение безразмерной концентрации, $N_м$ - количество наблюдений за q_i в данном месяце, σ_c - среднее квадратическое отклонение C; суммирование по i от I до $N_м$).

Отметим, что все коэффициенты (как A_c, так и $Э_c$), за немногим исключением, по абсолютной величине больше 0,5, а некоторые - больше I. Это, как известно, означает, что распределение концентрации примесей не описывается нормальным (гауссовым) законом (в случае справедливости последнего коэффициенты A_c и $Э_c$ равны нулю). Третьи моменты распределения , согласно таблице 2, во все месяцы и для всех составляющих загрязнения положительны ($A_c > 0$), что означает, что модальное значение C (соответствующее максимуму плотности распределения) меньше среднего месячного значения $C_м$ $(M_o < C_м)$. Коэффициенты эксцесса в 8 случаях меньше нуля ($Э_c < 0$, распределение C менее крутое, чем нормальное): в I4 случаях - больше нуля ($Э_c > 0$, распределение C более крутое, чем нормальное) и в 2 случаях - близки к нулю. Закономерного изменения A_c и $Э_c$ при переходе от одного месяца к другому не наблюдается.

Как и в более ранних работах/I,7/, мы использовали для аппроксимации распределения эмпирических данных логарифмически нормальный закон. Функция распределения случайной величины C , принимающей только положительные значения, при логарифмически нормальном законе имеет вид:

$$\mathcal{F}(C) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int\limits_{-\infty}^{x_c} exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt, \tag{3}$$

а плотность вероятности

$$f(c)=\frac{1}{c\sigma_y\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{(y-\bar{y})^2}{2\sigma_y^2}\right]. \qquad (4)$$

десь $x_c=\frac{y-\bar{y}}{\sigma_y}$; $\bar{y}$ и σ_y^2 - среднее значение и исперсия новой случайной величины $y=\ln C$.

Параметры $\bar{y}$ и σ_y^2 логнормального распределения вязаны со средним значением ($C_м$) и средним квадратичес-ким отклонением (σ_c) исходной случайной величины с соот-ошениями.

$$\bar{y}=\ln\frac{C_м}{\left(1+\frac{\sigma_c^2}{C_м^2}\right)^{1/2}}; \quad \sigma_y^2=\ln\left(1+\frac{\sigma_c^2}{C_м^2}\right). \qquad (5)$$

Воспользовавшись этими соотношениями и сведениями о $C_м$ и σ_c , мы сначала рассчитали параметры $\bar{y}$ и σ_y логнормального распределения, затем значения x_c для раз-личных (задаваемых) значений C и, наконец, по формуле (3) с помощью таблиц нормального распределения (помещаемых в пособиях по математической статистике) определили теорети-ческие (сглаженные) значения ($\mathcal{F}_т$) функции распределения.

Результаты расчетов $\mathcal{F}_т$ вместе со значениями ($\mathcal{F}_э$) эмпирической функции распределения для всех шести месяцев года и четырех составляющих загрязнения показывают, что меж-ду теоретическими (сглаженными) и эмпирическими значениями функций распределения имеет место вполне удовлетворительное согласие, особенно при умеренных и больших значениях C .

Лишь при малых значениях концентрации примесей различие между $\mathcal{F}_э$ и $\mathcal{F}_т$ более существенное. Однако, следует иметь в виду, что при малых C концентрация примесей измеряется со значительными погрешностями.

Количественной мерой погрешностей аппроксимации (сглаживания) эмпирического распределения C с помощью логарифмически нормального закона служит разность

$$\Delta = \mathcal{F}_T - \mathcal{F}_э$$

между значениями $\mathcal{F}_T$ и $\mathcal{F}_э$.

Сведения о повторяемости разности Δ и среднем значении модуля этой разности раздельно для каждой составляющей загрязнения, но для полугодия в целом приведены в таблице 4. Согласно этой таблице погрешности аппроксимации функции распределения C с помощью логнормального закона не выходят (по модулю) за 2% в 46-58% случаев, за 5% - в 66-86% и за 10% - в 76-100% случаев. Средние значения модуля разности $|\Delta|_{ср}$ составляют 2,5-5,3%.

Предпринята также попытка исследовать суточный ход концентрации примесей. С этой целью определены в каждом месяце рассматриваемого полугодия средние значения концентрации, средние квадратические отклонения, нормированные третий и четвертый моменты распределения концентрации составляющих загрязнения для различных сроков наблюдений (07, 10, 13, 15, 18 и 21 час). Анализ показал, что хорошо выраженного суточного хода всех составляющих загрязнения во все месяцы холодного полугодия не наблюдается.

Поступила 19.XI.1982 Кафедра геофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Ю.Безуглая, Метеорологический потенциал и климатические особенности загрязнения воздуха городов. Л.,Гидрометеоиздат, 1980, 181 с.
2. М.Е.Берлянд, Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1975, 448с.
3. Ю.А.Израэль, Экология и контроль состояния природной среды. Л., Гидрометеоиздат, 1979, 371 с.
4. Л.Т.Матвеев, Охрана окружающей среды (охраны атмосферы), Л., ЛПИ им. М.И.Калинина, 1978, 161 с.
5. Метеорологические аспекты загрязнения атмосферы. Сб.докладов на международном симпозиуме в Ленинграде. Под ред. М.Е.Берлянда, М., Гидрометеоиздат, 1981. Том.I,180 с., том II, 184 с.; том III, 212 с.
6. Предельно допустимые концентрации вредных веществ в воздухе и воде. Л., изд., "Химия", 1972, 315 с.
7. Проблемы исследований загрязнения атмосферы. Под ред. Б.И.Стыро. Вильнюс, Москлас, 1981, 160 с.

Число измерений концентрации примесей в 1976–1980 гг. (объем выборок)

Таблица 1

Примесь	Месяц года					
	X	XI	XII	I	II	III
пыль	168	253	317	334	272	317
SO_2	181	259	324	349	282	312
CO	177	260	331	362	303	330
NO_2	175	261	307	344	277	306

Месячные значения нормированных третьих моментов распределения концентрации примеси (коэффициентов асимметрии) (1976–1980 гг.)

Таблица 2

Примесь	Месяц года					
	X	XI	XII	I	II	III
пыль	1,16	1,02	0,75	1,59	0,64	0,75
SO_2	0,67	0,77	0,88	3,33	1,40	2,18
CO	0,01	0,33	0,30	0,13	1,58	1,47
NO_2	1,2	3,46	1,23	2,40	1,43	2,00

Месячные значения нормированных четвертых моментов распределения концентрации примесей (коэффициентов эксцесса) (I976–I980 гг.)

Таблица 3.

Примесь	Месяц года					
	X	XI	XII	I	II	III
пыль	0,66	0,33	–0,90	I,90	–2,03	–0,5I
SO_2	0,57	–0,30	0,00	II,00	I,69	3,24
CO	–0,40	–0,I8	0,I7	–I,23	4.44	I,I8
NO_2	0,02	I2,00	–0,48	2,05	0,36	5,08

Повторяемость (в %) разности $\Delta = \mathcal{F}_т - \mathcal{F}_э$ и средние значения модуля Δ

Таблица 4

Примесь	Разность Δ в %							$\lvert\Delta\rvert$ ср.
	> –I0	–I0÷–6	–5÷–3	–2÷2	3÷5	6÷I0	<I0	
пыль	I6,8	7,5	8,4	56,I	I,9	2,8	6,5	5,3
SO_2	3,I	I8,5	23,I	46,2	7,7	I,5	–	3,8
CO	–	4,5	20,9	58,2	7,5	9,0	–	2,5
NO_2	–	I0,3	25,9	46,6	8,6	6,9	I,7	4,7

თ.ფიჩხაია

ქალაქ თბილისის ატმოსფეროს გაჭუჭყიანების სტატისტიკური ანალიზი წლის ცივ პერიოდში

რეზიუმე

ხუთი წლის დაკვირვებების ანალიზმა გვიჩვენა, რომ განაწილების ფუნქციების თეორიულ და ემპირულ მნიშვნელობებს შორის არსებობს სავსებით სრული თანხმობა, განსაკუთრებით C-ს ზომიერი და დიდი მნიშვნელობებისას. მხოლოდ C-ს პატარა მნიშვნელობების დროს $F_{\text{э}}$ და F_T შორის განსხვავება უფრო საგრძნობია. მაგრამ ამ დროს მხედველობაში უნდა მივიღოთ ის ფაქტი, რომ C-ს პატარა მნიშვნელობებისათვის კონცენტრაცია იზომება საგრძნობი შეცდომებით.

T.Pichkaia

STATISTICAL ANALYSIS OF AIR POLLUTION OVER TBILISI IN WINTER TIME

Summary

An analysis of air pollution reveals a rather good agreement between the theoretical and empirical values of the distribution function, especially at moderate and large values of C. The difference between $F_{\text{э}}$ and F_T is more appreciable only at small values of C. However, it should be taken into consideration that at small values of C the impurity concentration is measured with significant errors.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

224, 1983

АДРОННОЕ РОЖДЕНИЕ ЛЕПТОННЫХ ПАР
(ОБЗОР)

В.Г.Картвелишвили

I.Введение

Среди процессов с участием адронов наибольшим вниманием теоретиков и экспериментаторов пользуются процессы, где адроны взаимодействуют с лептонами. Связано это с тем обстоятельством, что часть матричного элемента, связанная с лептонами, считается хорошо известной и может быть вычислена в рамках теории возмущений электромагнитных или слабых взаимодействий. Общий вид адронной части можно получить, используя требования релятивистской ковариантности, P,C и T-преобразования и различные правила отбора, связанные с внутренними симметриями, а конкретная информация о динамике адронов может быть получена путем сравнения экспериментальных данных с различными модельными представлениями и предсказаниями.

Процессы с лептон-адронными взаимодействиями могут быть разделены на три типа /I/:

I) без адронов в начальном состоянии - процесс e^+e^--аннигиляции в адроны;

2) с одним адроном в начальном состоянии - неупругое лептон-адронное рассеяние;

3) обе сталкивающиеся частицы-адроны, - адронное образование лептонных пар.

В дальнейшем мы рассмотрим современное состояние теоретических представлений и экспериментальных результатов, связанных с последним процессом.

Начало изучению процесса адронного образования лептонных пар было положено в 1969 году в работах /2-4/, где был проведен кинематический анализ процесса и рассмотрены три динамические схемы, основанные на автомодельности, коммутаторах токов и векторной доминантности (см. также обзорную статью /15/). В 1970 году были получены первые экспериментальные результаты /6/. Тогда же в работах /7,8/ процесс образования лептонных пар был исследован с точки зрения кварк-партонной модели, оказавшейся исключительно плодотворной для анализа лептон-адронных взаимодействий. Соответствующий механизм адронного рождения лептонных пар получил большое распространение и подробно излагается в следующей главе.

В третьей главе перечислены основные предсказания простой партонной модели. Следующая, четвертая глава посвящена анализу поправок, связанных с введением взаимодействия кварков в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД). В пятой главе приводятся некоторые сведения из модели кваркония, необходимые для описания процесса резонансного образования лептонных пар, изложенного в шестой главе. В седьмой главе перечислены характерные предсказания рассмотренного механизма адронного рождения состояний кваркония.

Последние главы посвящены сравнению теоретических результатов с экспериментальными данными по образованию континуума лептонных пар (глава 8) и J/ψ - частиц (глава 9). В десятой главе изложены основные выводы.

Отметим, что мы не ставили своей задачей полный и исчерпывающий анализ рассмотренных вопросов ввиду их практической необъятности, поэтому некоторые аспекты проблемы адронного образования лептонных пар не получили достаточного освещения. Дополнительную информацию желающие смогут найти в цитируемой литературе, которая зачастую носит обзорный характер.

2. Образование лептонных пар в партонной модели

2.I. Партонная модель.

Экспериментальные данные по глубоко неупругому лептон-нуклонному рассеянию указывают на то, что кроме трех "валентных" кварков, определяющих квантовые числа нуклона (uud для протона и udd для нейтрона /9/), в последних существует также "море" кварк-антикварковых пар и глюонов, имеющее в целом нулевые квантовые числа (барионный заряд, изоспин, старнность и т.п.), но уносящее более половины импульса в быстро движущемся нуклоне (см., например, /I,9-I3/). В партонной модели /I,9,I4/ предполагается, что при больших значениях начальных и переданных импульсов анализ процессов лептон-адронных взаимодействий можно проводить в т.н. "импульсном приближении" /I,I4/, пренебрегая энергией партон-партонного взаимодействия внутри начального нуклона. Это означает, что в глубоко неупругой области нуклон можно рассматривать как объект, составленный из множества точечных квази-свободных партонов, а начальный лептон взаимодействует не с нуклоном, как с целым, а с одним из партонов. Полное сечение такого взаимодействия вычисляется как некогерентная сумма соответствующих лептон-партонных сечений, взятых с весом, пропорциональным вероятности осуществления данной партонной конфигурации. В таких предположениях в работе /10 / было показано, что структурные функции, описывающие процесс лептон-адронного рассеяния /9-13/ должны обладать свойством масштабной инвариантности (скейлинга), т.е. зависеть лишь от одной безразмерной комбинации своих аргументов $x \equiv -q^2/2(pq)$, где q - четырехимпульс, переданный лептоном нуклону, а p - четырехимпульс нуклона, причем $0<x<1$.

Переменная Бьоркена x /10/ очень удобна для анализа лептон-адронных реакций, так как обладает простым физическим смыслом /1,10-13/: это доля продольного импульса начального нуклона, уносимая провзаимодействовавшим партоном. Вышеуказанные структурные функции в партонной модели могут быть просто выражены в виде соответствующих линейных комбинаций функций $f_H^q(x)$ /1,9,11-13/, описывающих плотность вероятности найти в адроне H партон типа q , несущий продольный импульс $P_{Lq} = xP$, где P - импульс начального адрона H . Так, например, структурная функция $F_2^{eN}(x)$ глубоко неупругого eN -рассеяния в партонной модели имеет вид /1/:

$$F_2^{eN}(x) = \sum_q e_q^2 \, x f_N^q(x), \tag{2.1}$$

где сумма берется по всем типам партонов q , а e_q - заряд партона q (2/3 для u -кварка, - 1/3 для d- и s-кварков). Масштабная инвариантность для структурных функций указывает на то, что функции распределения $f_H^q(x)$ не зависят от импульса адрона p, если последний достаточно велик /I,9/. Ясно поэтому, что функции $f_H^q(x)$ являются фундаментальными характеристиками адрона H, которые можно использовать для описания различных процессов в партонной модели /I/.

Несколько слов о поперечных импульсах партонов. Известно, что продукты адронных реакций при высоких энергиях имеют в среднем небольшой поперечный импульс порядка 0,3-0,4 Гэв/с, практически не зависящий от энергии /I/. Этот экспериментальный факт рассматривается в партонной модели как указание на то, что партоны внутри адрона также имеют ограниченный поперечный импульс того же порядка /I/. Поэтому, в глубоко неупругих процессах, где характерные значения импульсов и кинематических инвариантов велики (до десятков ГэВ/с), поперечными импульсами партонов обычно пренебрегают.

Отметим, что масштабная инвариантность в глубоко неупругих процессах носит приближенный характер. Учет взаимодействий партонов приводит к нарушению скейлинга, росту средних поперечных импульсов продуктов реакции с ростом энергии и ряду других эффектов, которые наблюдались на эксперименте /I3/. Обсуждение таких эффектов мы отложим до гл.4.

2.2. Феноменология партонных распределений

Современная теория не в состоянии вычислить партонные функции распределения $f_H^q(x)$, но, основываясь на ряде модельных представлений, можно предсказать поведение этих функций для различных предельных значений переменной x.

В первую очередь, функцию $f_N^q(x)$ целесообразно представить в виде суммы "валентной" и "морской" частей /15/:

$$f_N^q(x) = V_N^q(x) + S_N^q(x), \tag{2.2}$$

так как функции $V(x)$ и $S(x)$ ведут себя существенно различным образом как при больших $x \to 1$, так и в области $x \to 0$ (см. ниже).

При анализе кинематики глубоко неупругого eN -рассеяния нетрудно показать, что предел $x = (-q^2)/2(Pq) \to 1$ соответствует упругому eN -рассеянию /1,9/, поэтому поведение структурной функции при $x \to 1$ тесно связано с поведением упругого формфактора нуклона N при больших переданных импульсах, $q^2 \to \infty$ /16/. Именно, если формфактор упругого рассеяния ведет себя как $(q^{-2})^k$ при $q^2 \to \infty$, то структурная функция (2.1) при $x \to 1$ также падает степенным образом:

$$F_2^{eN}(x) \sim (1-x)^{2k-1}. \tag{2.3.}$$

Эту связь обычно называют соотношением Дрелла-Яна-Веста /16/. С другой стороны, степень k падения упругих формфакторов с ростом q^2 может быть определена с помощью т.н. "правил кваркового счета" /17/, согласно которым число k равно числу непровзаимодействовавших партонов в адроне (партонов-наблюдателей). Так, например, если в протоне только валентные кварки и один из них провзаимодействовал с электроном, то число наблюдателей равно 2, и упругий форм-фактор падает как q^{-4}, а структурная функция $F_2(x)_{x \to 1} \sim (1-x)^3$.

Оба этих результата хорошо согласуются с экспериментальными данными /I,9,I3/. Если рассеяние электрона произошло на кварке (антикварке) из моря , то в этом случае есть по крайней мере четыре наблюдателя - три валентных кварка и морской антикварк (кварк), так что соответствующий член в $F_2(x)$ ведет себя как $(1-x)^7$. Вспомнив соотношения (2.I) и (2.2) нетрудно понять, что полученные нами результаты можно непосредственно отнести к функциям $V_N^q(x)$ и $S_N^{q,\bar{q}}(x)$, т.е.:

$$V_N^q(x)_{x\to 1} \sim (1-x)^3, \qquad (2.4)$$

$$S_N^{q,\bar{q}}(x)_{x\to 1} \sim (1-x)^7. \qquad (2.5)$$

Аналогичное рассмотрение для валентного (анти) кварка в π -мезоне (один наблюдатель) дает

$$V_\pi^{q,\bar{q}}(x)_{x\to 1} \sim (1-x)^1, \qquad (2.6.)$$

тогда как для π -мезонного моря имеем:

$$S_\pi^{q,\bar{q}}(x)_{x\to 1} \sim (1-x)^5. \qquad (2.7.)$$

Другой предельный случай $x=(-q^2)/2(Pq)\to 0$ соответствует пределу больших энергий в процессе столкновения виртуального γ -кванта с нуклоном /I2,I3/. К такому процессу можно применить результаты модели полюсов Редже /I8/, согласно которым структурная функция $F_2^{eN}(x)$ имеет в пределе $x\to 0$ следующий вид /I9/:

$$F_2^{eN}(x)_{x\to 0} \sim c_1 + c_2\sqrt{x}, \qquad (2.8)$$

где первый член соответствует померонному обмену и не зависит от типа нуклона, тогда как второй член связан с обменом вторичной $A_2 - f$ траекторией и зависит от проекции изотопического спина мишени /15,19/. В терминах партонной модели это означает, что первый член описывает вклад моря $q\bar{q}$ - пар, а второй - вклад валентных кварков, так что из соотношений (2.1), (2.2) и (2.8) имеем *

$$V_N^q(x) \underset{x\to 0}{\sim} x^{-1/2}, \tag{2.9}$$

$$S_N^{q,\bar{q}}(x) \underset{x\to 0}{\sim} x^{-1}. \tag{2.10}$$

Простейшие функции распределения кварков, имеющие вышеуказанное асимптотическое поведение при $x\to 0$ и $x\to 1$ имеют следующий вид:

$$V_N^{u,d}(x) = A_N^{u,d}\frac{(1-x)^3}{\sqrt{x}}, \tag{2.11}$$

$$S_N^{q,\bar{q}}(x) = B_N^{q,\bar{q}}\frac{(1-x)^7}{x} \tag{2.12}$$

для нуклонов;

$$V_\pi^{q,\bar{q}}(x) = A_\pi^{q,\bar{q}}\frac{(1-x)}{\sqrt{x}}, \tag{2.13}$$

$$S_\pi^{q,\bar{q}}(x) = B_\pi^{q,\bar{q}}\frac{(1-x)^5}{\sqrt{x}} \tag{2.14}$$

для π -мезонов. Отметим тут же, что аналогичные рассуждения позволяют получить простейший вид и для функций распределения глюонов в нуклоне и π -мезоне, соответственно:

---

* Ввиду того, что кварки различных типов связаны с разными вторичными редже-траекториями, степень x в функции распределения валентного кварка зависит от типа кварка и равна примерно -0,5 для u и d -кварков, 0 для s -кварка, +2 - для c -кварка и т.д./20/.

$$G_N(x)=C_N\,\frac{(1-x)^5}{x}, \qquad (2.15)$$

$$G_R(x)=C_R\,\frac{(1-x)^3}{x}. \qquad (2.16)$$

Значения констант A, B, C в формулах (2.11) - (2.16) определяются из различных условий нормировки и правил сумм, налагаемых на партонные распределения /1,9,12,15/.

2.3. Механизм Дрелла-Яна

Как отмечалось выше, кроме трех валентных кварков uud, в протоне существует также "море" кварк-антикварковых пар и глюонов. В протон-протонном столкновении кварк из одного протона может проаннигилировать с антикварком из другого[ж], образовав виртуальный γ^*-квант с большим положительным значением квадрата четырехимпульса Q^2. Последний, в свою очередь, может распасться на лептонную (e^+e^- или $\mu^+\mu^-$) пару. Сечение подпроцесса $q\bar{q}\to\gamma^*\to\mu^+\mu^-$ (см. рис.1) нетрудно вычислить в рамках квантовой электродинамики /21/:

$$\hat{\sigma}\left(q\bar{q}\to\mu^+\mu^-\right)=\frac{1}{3}\,\frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2}\,e_q^2, \qquad (2.17)$$

где α =1/137 - постоянная тонкой структуры, e_q - заряд кварка q (+2/3 или -1/3), Q^2 - квадрат инвариантной массы лептонной пары, а фактор 1/3 возникает из-за усреднения по цвету кварков /9/.

ж) Образование большой инвариантной массы в результате аннигиляции кварка и антикварка из одного адрона сильно подавлено (см.напр./1/).

Формула (2.17) описывает сечение образования массивной лептонной пары в процессе взаимодействия кварков с антикварками. Адрон-адронные взаимодействия в партонной модели рассматривают как столкновение "встречных пучков" кварков и антикварков (а также глюонов, вклад которых в нашем приближении равен нулю, см. гл.4). В отличие от, скажем, e^+e^- - встречных пучков, кварки внутри адрона не монохроматичны, а распределены каким-то образом по энергии. Поэтому, сечение рождения пары $\mu^+\mu^-$ в процессе столкновения адронов I и 2 (рис.I) в рамках партонной модели равно сечению подпроцесса $q\bar{q} \longrightarrow \mu^+\mu^-$ (формула 2.17), умноженному на вероятности обнаружения кварка q (антикварка $\bar{q}$) в адроне I и антикварка $\bar{q}$ (кварка q) в адроне 2. При этом предполагается, что остальные партоны из начальных адронов с единичной вероятностью перейдут в какое-либо конечное адронное состояние /I,8/, так что:

$$d\sigma\left(1+2 \longrightarrow \mu^+\mu^- + \cdots\right) = \sum_q \left\{dN_1^q dN_2^{\bar{q}} + dN_1^{\bar{q}} dN_2^q\right\} \hat{\sigma}(q\bar{q} \to \mu^+\mu^-). \quad (2.18)$$

Сумма в (2.18) берется по типам кварков $q = u, d, \ldots$.

Пренебрегая поперечным импульсом кварка внутри адрона, плотности вероятности $dN_{1,2}^{q,\bar{q}}$ можно просто выразить через функции распределения кварка $q(\bar{q})$ внутри адрона i по приведенному продольному импульсу $x_i = P_{Lq}/P_i$:

$$dN_i^{q,\bar{q}} = f_i^{q,\bar{q}}(x_i)\,dx_i \,. \quad (2.19)$$

Величины x_1 и x_2 - доли продольных импульсов адронов, уносимые провзаимодействовавшими кварками - можно просто связать с экспериментально измеряемыми кинематическими характеристиками лептонной пары. Так, продольный импульс пары равен разности продольных импульсов кварков P_{Lq_i}, а энергия пары – сумме энергий кварков E_{q_i}. Пренебрегая массами и поперечными импульсами кварков, имеем:

$$E_{q_i} = P_{Lq_i} = x_i \frac{\sqrt{s}}{2},$$

где s – квадрат полной энергии, и $\sqrt{s}/2$ – энергия начального адрона в С.Ц.М.

Таким образом,

$$E_{\mu\mu} = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 + x_2); \qquad P_{L\mu\mu} = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1 - x_2); \qquad (2.20)$$
$$P_{T\mu\mu} = 0.$$

Квадрат инвариантной массы пары Q^2 равен

$$Q^2 = E^2_{\mu\mu} - \vec{P}^2_{\mu\mu} = s x_1 x_2 \equiv \tau s. \qquad (2.21)$$

Экспериментально измеряются обычно $x = 2P_{L\mu\mu}/\sqrt{s}$ и Q^2, или $\tau = Q^2/s$. Дважды дифференциальное сечение образования лептонной пары с массой Q^2 и приведенным продольным импульсом x в рамках механизма Дрелла-Яна вычисляется следующим образом /7,8/:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2dx} = \int dx_1 \int dx_2 \sum_q \left\{ f_1^q(x_1) f_2^q(x_2) + q \leftrightarrow \bar{q} \right\} \times \qquad (2.22)$$
$$\times\, \sigma(q\bar{q} - \mu^+\mu^-)\,\delta(x - x_1 + x_2)\,\delta(Q^2 - x_1 x_2 s) =$$
$$= \frac{4\pi\alpha^2}{9Q^2}\frac{1}{Q^2} F(x,\tau),$$

где

$$F(x,\tau)=\frac{\tau}{\sqrt{x^2+4\tau}}\sum_q e_q^2\left\{f_1^q(x_1)f_2^q(x_2)+q\leftrightarrow\bar{q}\right\}, \qquad (2.23)$$

$$x_{1,2}=\frac{1}{2}\left(\sqrt{x^2+4\tau}\pm x\right).$$

Рис.2, возможно, поможет лучше разобраться во взаимной зависимости переменных x_1, x_2 и x,τ. Заметим, что при фиксированном значении τ переменная x изменяется в интервале от $-(1-\tau)$ до $(1-\tau)$, а переменные x_1 и x_2 - в интервалах от τ до I, причем $x_1 x_2=\tau$.

Предполагая, в духе представлений партонной модели, что взаимодействием кварков в адронах можно пренебречь /I/, в первом приближении принято считать, что функции распределения $f_i^{q,\bar{q}}(x)$ те же, что и в процессе глубоко неупругого рассеяния /7,8,15/. Таким образом, механизм Дрелла-Яна, описываемый формулами (2.22) - (2.23), позволяет вычислить ряд характеристик процесса адронного образования лептонных пар без введения новых понятий или параметров, а лишь на основе представлений партонной модели, сформулированной для глубоко неупругого лептон-адронного рассеяния и кратко описанной в предыдущих пунктах этой главы.

3. Предсказания простой партонной модели

В этой главе мы рассмотрим ряд предсказаний вышеописанного механизма. Сравнение их с экспериментальными данными мы отложим до главы 8, так как до этого нам следует ознакомиться с модификациями, обусловленными учетом взаимодействия кварков (глава 4) и резонансным рождением лептонных пар (главы 5-7).

Формулы (2.22)-(2.23) позволяют получить ряд характерных предсказаний, для понимания которых необходимо разобраться в кинематике процесса образования лептонных пар. Так, например, нетрудно заметить, что если τ достаточно велико (т.е. $Q^2 \lesssim s$), аннигилирующие кварк и антикварк должны быть очень жесткими: $x_1, x_2 \gtrsim \tau$. Жестких антикварков в протоне практически нет, тогда как в антипротоне или в π-мезоне их довольно много, что приводит к возрастанию сечения в последнем случае. Подобного рода рассуждения позволяют предсказать поведение различных отношений сечений, разностей и т.п.

3.1. Зависимость от атомного номера A

Сечение (2.22) при прочих равных условиях прямо пропорционально числу кварков в начальных частицах. Нетрудно заметить, что в нуклон-ядерных взаимодействиях сечение возрастет, грубо говоря, в A раз по сравнению с нуклон-нуклонным, т.е. каждый из ядерных нуклонов в такой модели вносит свой независимый вклад. Итак:

$$d\sigma(pA \to \mu^+\mu^- + \dots) = A^1 d\sigma(pN \to \mu^+\mu^- + \dots). \qquad (3.1)$$

3.2. Зависимость от типа начальной частицы

Если один из начальных адронов содержит валентные антикварки $\bar{u}, \bar{d}$ ($\pi^+, \pi^-, \bar{p}, K^-$), то сечение (2.22) возрастет по сравнению со случаем, когда валентных антикварков нет (p, n, K^+). Действительно, лептонную пару с большой массой $\sqrt{Q^2}$ может родить только достаточно жесткая кварк-антикварковая пара, а морские антикварки бывают жесткими существенно реже, чем валентные (см. ф.-лы (2.11-2.14)).

Таким образом, при низких энергиях ($\tau \sim 1$)

$$d\sigma(\bar{p}N \to \mu\mu + \cdots) \gg d\sigma(pN \to \mu\mu + \cdots), \qquad (3.2)$$

$$d\sigma(K^- N \to \mu\mu + \cdots) \gg d\sigma(K^+ N \to \mu\mu + \cdots).$$

Что касается π-мезонов, то тут случай еще интереснее. π^+ содержит $\bar{d}$-кварк, а π^- – $\bar{u}$- кварк, причем, соответствующие функции распределения должны быть равны из соображений изотопической симметрии (см.,например, /9/). Поэтому, отношение сечений рождения лептонной пары с достаточно большой массой (чтобы выделить вклад именно валентно-валентной аннигиляции) во взаимодействиях π^+- и π^--мезонов с мишенью, содержащей равное число протонов и нейтронов, должно быть равно отношению квадратов зарядов d- и u- -кварков, т.е. I/4:

$$\left.\frac{\sigma(\pi^+ N \to \mu\mu + \cdots)}{\sigma(\pi^- N \to \mu\mu + \cdots)}\right|_{\tau \to 1} \simeq \frac{1}{4}. \qquad (3.3)$$

3.3. Масштабная инвариантность

Из формулы (2.22) ясно, что величина $Q^4 d\sigma/dQ^2 dx$ является безразмерной функцией безразмерных переменных x и τ. Вообще, в рассматриваемой модели любая безразмерная характеристика (скажем, интеграл от (2.22) по x, умноженный на Q^4) должна обладать свойством масштабной инвариантности, т.е. при разных s, Q^2 и $P_{L\mu\mu}$, но одинаковых x и $\tau = Q^2/s$ должна иметь одно и то же значение.

3.4. Зависимость от поперечного импульса

В простейшей модели /I/ импульс кварка в адроне считается пренебрежимо малым, но утверждение $P_{T\mu\mu}=0$ в (2.20) не следует понимать буквально (см. выше п.2.I). Для случая образования лептонной пары это означает, что пара будет иметь поперечный импульс того же порядка, что и адроны в той же реакции, т.е. /I,7,8/:

$$\langle P_{T\mu\mu} \rangle = const \simeq 0.3 \div 0.4 \text{ ГэВ}/c. \tag{3.4.}$$

3.5. Угловые распределения лептонов

Описываемая модель позволяет исследовать распределение по углам вылета лептонов. В системе центра масс начальных адронов дифференциальное сечение имеет вид /22,33/

$$Q^4 \frac{d\sigma}{dQ^2 d\cos\theta} \sim W_T(\tau)(1+\cos^2\theta) + W_L(\tau)\sin^2\theta, \tag{3.5}$$

где θ - угол вылета, скажем, μ^+, относительно начального направления, а структурные функции $W_{T,L}$ могут быть выражены через соответствующие интегралы от функций распределения $f_i(x_i)$ /22/ (ср. 2.22) - (2.23)). Существенно более простое выражение можно получить, если выбрать систему Ц.М. лептонной пары. В этом случае угловая зависимость относительно направления $\vec{L}$ столкновения $q\bar{q}$ (ясно, что в простейшем случае $P_T^{q\bar{q}}=0$ $\vec{L}$ совпадает с начальным направлением) такая же, как и в электромагнитном процессе $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, т.е. /I2I/.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \sim 1+\cos^2\theta^*. \tag{3.6.}$$

Здесь, θ^* - угол вылета μ^+ в системе центра масс лептонов относительно направления $\vec{\lambda}$, в выборе которого, вообще говоря, заключается существенная неоднозначность, так как реально кварки имеют некоторый поперечный импульс. Обычно рассматривают три выбора направления $\vec{\lambda}$:

I) $\vec{\lambda} = \vec{P}_1^*$ — угол Готтфрида-Джексона /22/;

2) $\vec{\lambda} = -\vec{P}_2$ — u- канальный угол;

3) $\vec{\lambda}$ = бисектор первых двух - угол Коллинза-Сопера/23/.

Здесь $\vec{P}_1^*$, $\vec{P}_2^*$ обозначают направления импульсов начальных адронов в системе центра масс конечных лептонов.

3.6. Функции распределения

Как отмечалось в п.2.I, одним из основных предположений партонной модели является то, что взаимодействие между партонами-кварками и глюонами- при определенных обстоятельствах не очень сильное /I/. Это позволяет качественно понять причины приближенной масштабной инвариантности в глубоко-неупругом лептон-адронном рассеянии. Аналогичная аргументация может быть применена и для адрон-адронных столкновений, приводя к тому, что функции распределения в (2.23) те же, что и в глубоконеупругом рассеянии. Этот вывод весьма ценен ввиду невозможности осуществления $e\pi$- или eK-рассеяния, так как предлагает способ экспериментального измерения структурных функций мезонов.

4. Поправки КХД

4.I. Квантовая хромодинамика

Как отмечалось в конце п.2.I, масштабная инвариантность в глубоконеупругом лептон-адронном рассеянии носит приближенный характер /I3/. Нарушение скейлинга связано с тем, что партоны - кварки и глюоны - внутри адрона не являются свободными (см.например, /9,I2/). Согласно современным представлениям, взаимодействие кварков и глюонов описывается квантовой хромодинамикой (КХД) - калибровочной теорией с т.н. "цветовой" группой симметрии $SU(3)_{colour}$ (см./24,25/, а также /9,26/). Важным свойством этой теории является то, что глюоны взаимодействуют не только с кварками и антикварками, но и непосредственно с другими глюонами (т.е. в отличие от квантовой электродинамики, где имеются только вершины вида электрон-позитрон-фотон / 2I/, в КХД, кроме аналогичных вершин вида кварк-антикварк-глюон, существуют трех- и четырех-глюонные вершины). Наличие в КХД глюон-глюонного взаимодействия приводит, в свою очередь, к интересному свойству этой теории, называемому "асимптотической свободой" /27/: перенормированная константа связи в КХД, α_s (аналогичная в некотором смысле постоянной тонкой структуры $\alpha =$ $=1/137$ в электродинамике) падает с ростом характерных переданных импульсов процесса q по следующему закону (см. /9,24-27/):

$$\alpha_s(q^2) = 12\pi/[(33-2f)\ln(q^2/\Lambda^2)], \tag{4.I}$$

где f - число типов кварков (3, если не считать c -

кварка), а Λ - масштабный параметр, имеющий обычно значение порядка сотен Мэв. Формула (4.I) означает, что для достаточно больших значений q^2 константа кварк-глюонного взаимодействия мала, и это позволяет качественно понять причины успеха кварк-партонной модели при описании неупругих процессов с большими переданными импульсами /I,9/. При $q^2 \gtrsim$ (3 Гэв)^2 $\alpha_s(q^2)$ принимает значения порядка 0,2, что считают обычно достаточным для применимости теории возмущений КХД (подробнее см. /9,I3,24-27/). Ниже мы рассмотрим некоторые эффекты учета поправок КХД в ведущих порядках по α_s для процесса адронного рождения лептонных пар.

4.2. Нарушение масштабной инвариантности

С точки зрения теории возмущений КХД, диаграмма рис. I описывает процесс нулевого порядка по $\alpha_s(Q^2)$. Диаграммы первого порядка по константе $\alpha_s(Q^2)$, дающие вклад в процесс образования лептонной пары, представлены на рис. 3. Рис. 3 а,б описывают процессы "комптоновского" и "аннигиляционного" типа соответственно, по аналогии с подобными процессами в квантовой электродинамике /2I/. Сечения этих процессов, вычисленные в рамках теории возмущений КХД /28/, оказываются расходящимися при малых значениях инвариантных переменных $\hat{t}$ и $\hat{u}$, и поэтому несколько неудобны для феноменологического анализа.

В работах /29,30/ был предложен другой подход, позволяющий учесть вклады порядка α_s в т.н. "главном логарифмическом приближении" ("ГЛП"), в котором удается просуммировать наиболее сингулярные члены, имеющие вид

$\left[\alpha_s(Q^2)\cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)\right]^m$, во всех порядках теории возмущений (см. также /31,32/). Показано, что расходящаяся часть соответствующих вкладов, описывающая излучение мягких глюонов, имеет факторизуемый вид и, поэтому, может быть отнесена к волновой функции начальных адронов. Функции распределения кварков в адронах в этом случае начинают зависеть от Q^2, но эта зависимость в рамках ГЛП оказывается одинаковой для глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния и адронного рождения лептонных пар.

Таким образом, в рамках ГЛП КХД формулы партонной модели оказываются справедливыми, если использовать соответствующие зависящие от Q^2 функции распределения, т.е. с заменой $f_H^q(x) \to f_H^q(x,Q^2)$, причем, Q^2 - зависимость этих функций такая же, как и в процессах eH - рассеяния в том же приближении /29,30/ (см. также /33/).

4.3. Зависимость от поперечного импульса лептонной пары

Другая, возможно, более наглядная возможность наблюдения хромодинамических поправок заключается в анализе поперечного движения лептонной пары. Действительно, поперечный импульс лептонной пары не всегда будет мал. В некоторых случаях, с вероятностью $\sim \alpha_s(Q^2)$ лептонная пара сопровождается жесткой адронной струей, берущей свое начало от кварка и глюона на рис. 3а и б соответственно, если последний излучается под большим углом. В этом случае лептонная пара приобретает поперечный импульс порядка своей инвариантной массы. Эту жесткую компоненту распределения пары по поперечному импульсу можно исследовать в рамках ТЛП КХД. В частности, можно получить /34/:

$$\langle P_{T\mu\mu} \rangle = \alpha_s(Q^2)\, s\, \varphi(\tau, Q^2) + const, \qquad (4.2)$$

где функция $\varphi(\tau, Q^2)$ может быть вычислена по теории возмущений, а „$const$" не зависит от полной энергии и связана с внутренним, непертрубативным поперечным импульсом.

Поперечный импульс лептонной пары (который в точности равен поперечному импульсу аннигилирующей пары кварк-антикварк) не маскируется различными вторичными процессами типа "фрагментации" /9,14/, поэтому определение $\langle P_T^2 \rangle$ кварков в процессе рождения лептонных пар не сопряжено с такими трудностями, как скажем, в процессах образования струй в e^+e^--аннигиляции или eN - рассеяния. С другой стороны, экспериментальное наблюдение нарушения скейлинга в адронном образовании лептонных пар связано с техническими сложностями, которых нет в остальных партонных процессах/33/ (в частности, трудность точной нормировки из-за сильной Q^2 -зависимости сечения). Поэтому, рост среднего поперечного импульса лептонной пары с энергией является наиболее простой и экспериментально доступной иллюстрацией эффектов КХД в рассматриваемом процессе.

4.4. Угловые распределения лептонов с учетом поправок КХД

В общем случае распределение лептонов по углам вылета при распаде виртуального фотона имеет вид /22,35/ (ср. ф-лу (3.5)):

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi} \sim \rho_{11}(1+\cos^2\theta)+(1-2\rho_{11})\sin^2\theta+ \tag{4.3}$$

$$+\rho_{1-1}\sin^2\theta\cos^2\varphi+2\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}\sin2\theta\cos\varphi,$$

где элементы матрицы плотности ρ_{ij} зависят от системы отсчета и всевозможных кинематических переменных Q^2, x, $p_{T\mu\mu}$, s. В простой партонной модели в любой системе справедливо соотношение /35/

$$2\rho_{1-1} = 1-2\rho_{11}, \tag{4.4}$$

являющееся аналогом соотношения Каллана-Гросса для глубоко неупругого eN - рассеяния /36/. В работах /35,37/ показано, что соотношение (4.4) остается в силе также и в первом порядке по константе α_s, в процессах, где ведущие поправки описываются диаграммами с излучением глюонов, типа рис.3б. Последнее справедливо для процессов $\pi^{\pm}N$, $\bar{p}N$ взаимодействий, где возможна валентно-валентная аннигиляция, но не для pN- столкновений, где антикварки имеются только в море и, поэтому, поправки, представленные на рис. 3а, играют существенную роль.

Интегрирование соотношения (4.3) по азимутальному φ или полярному θ углам дает соответственно

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \sim 1+\alpha\cdot\cos^2\theta, \tag{4.5}$$

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} \sim 1+\beta\cdot\cos^2\varphi,$$

где коэффициенты функции α и β могут меняться в интервале -I ÷ +I. Выше мы отмечали, что в системе покоя лептонной пары с полярной осью, направленной вдоль импульсов начальных кварков, имеют место соотношения $\alpha \equiv 1, \ \beta \equiv 0$. Однако в реально используемых системах отсчета, описанных в п.3.5, последние соотношения нарушаются, очевидно, вследствие наличия в этих системах поперечного импульса у кварков. Так, например, учет комптоновской диаграммы рис.3 а. приводит к появлению члена, пропорционального $\sin^2\theta$, так что $\alpha < 1$ в (4.4); параметр β связан при этом с α следующим образом /38/:

$$\beta = \frac{1-\alpha}{2(3+2\alpha)} .$$

Другой возможный источник отклонений от ожиданий простой партонной модели рассмотрен в работах /39/, где исследуются эффекты учета т.н. операторов с "высшим твистом" в механизме Дрелла-Яна. В простейшем случае это соответствует взаимодействию партона из одного адрона не с одним, а с двумя партонами из другого и приводит к сильной зависимости элементов матрицы плотности ρ_{ij} от переменных x и $P_{T\mu\mu}$:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta\, d\varphi} \sim (1-x)^2(1+\cos^2\theta) + H^2\sin^2\theta + \qquad (4.6.)$$
$$+ H(1-x)\sin 2\theta \cos\varphi ,$$

где $H = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{\langle P_{T\mu\mu}\rangle}{Q^2}}$, так что вероятность продольной поляризации фотона растет при $x \to 1$ и фиксированном значении Q^2. Область x близких к единице оказывается наиболее чувствительной к эффектам такого рода /40/.

4.5. Поправки высших порядков

Как отмечалось в п.4.2, в главном логарифмическом приближении (ГЛП) КХД формулы партонной модели (2.22), (2.23) оставались в силе, с заменой масштабно-инвариантных функций распределения $f_H^{q,\bar{q}}(x)$ на функции, зависящие от Q^2, $f_H^{q,\bar{q}}(x,Q^2)$, точно так же, как в глубоко неупругом рассеянии /29-33/. Уже в следующем порядке по α_s возникает некоторое различие в процессах нарушения скейлинга в случаях времениподобного $Q^2>0$ и пространственноподобного $Q^2<0$ виртуальных фотонов, т.е. функции распределения кварков в процессе адронного рождения лептонных пар $f_H^{q,\bar{q}}(x,Q^2>0)$ и глубоконеупругом eH рассеянии $f_H^{q,\bar{q}}(x,Q^2<0)$ зависят от Q^2 по-разному /41,42/. Физические причины такого различия можно проследить с помощью аналитического продолжения амплитуды фотон-адронного взаимодействия из области $Q^2<0$ в область $Q^2>0$, и анализа фазовых объемов, различных в обоих случаях /33, 42/. Вычисления поправок первого порядка к ГЛП КХД для адронного рождения лептонных пар, проведенные в работах /41-43/, приводят к выводу, что для используемых обычно значений $\alpha_s(Q^2)$ эти поправки довольно велики. В ограниченном интервале изменения переменной $\tau=Q^2/s$, перекрываемом экспериментальными данными, и для большей части интервала изменения продольного импульса пары, эффект учета поправок первого порядка к ГЛП КХД приводит к повышению сечения примерно в два раза по сравнению с предсказанием партонной модели /42,44/. Эти и подобные вопросы и теперь являются объектами интенсивных теоретических исследований (см./33, 45,46/.

5. Резонансы

При взаимодействии адронов высоких энергий имеет место образование не только континуума лептонных пар электромагнитного происхождения, но также адронных резонансов, распадающихся по каналу $\mu^+\mu^-$ (e^+e^-). В первую очередь это относится к векторным мезонам (ρ^0, ω, φ семейства ψ, Υ), имеющим спин I и отрицательные пространственную и зарядовую четности. В терминах кварковой модели, эти частицы являются, вообще говоря, суперпозициями связанных состояний кварка q с таким же антикварком $\bar{q}$, которые могут превратиться в лептонную пару через однофотонное промежуточное состояние /I,9/. Процессы рождения ρ_0, ω и φ мезонов, состоящих из u, d и s кварков, с массами $\lesssim$ I Гэв - это типичные "мягкие" адронные процессы с малыми переданными импульсами, имеющие большие сечения и находящиеся, строго говоря, вне компетенции партонной модели и теории возмущений КХД /9/. В интересующей нас области больших инвариантных масс лептонной пары $\sqrt{Q^2} > 2$ Гэв имеются две группы резонансов (см.рис.4): с массами 3 ÷ 4 Гэв - связанные состояния очарованных кварков $c\bar{c}$ (семейство ψ - частиц, "чармоний") и с массами 9 ÷ I0 Гэв - "боттоний", семейство Υ, связанные состояния системы $b\bar{b}$, где b - пятый, "прелестный" кварк /9/. Отметим, что ψ- и Υ - частицы впервые наблюдались именно в реакции образования лептонных пар в протон-нуклонных взаимодействиях /47,48/. Процессам адронного образования ψ- и Υ - мезонов посвящено большое количество теоретических и экспериментальных исследований, причем, большинство данных касается адронного рождения состояний чармония, а теоретические модели для Υ - частиц являются, в основном, обобщениями соответствующих моделей для ψ. По этой причине мы в дальнейшем ограничимся описанием теоретических моделей, касающихся адронного рождения ψ - частиц. Почти все приведенные результаты могут быть применены для случая Υ - мезонов с очевидной заменой очарованного c - кварка "прелестным" кварком b и переопределением ряда параметров (Q^2, α_s и т.п., см., например, /61, 67, 72/).

5.1. Модель чармония

По современным представлениям /9, 49/, J/ψ - частица является $^3S_1$ - состоянием[ж)] чармония $c\bar{c}$, с малой около 3.1 Гэв и полной шириной $\sim$ 70 кэв. Не существует каких-либо правил отбора, запрещающих распад. $J/\psi \longrightarrow$ адроны за счет сильного взаимодействия, поэтому столь малая ширина J/ψ - частицы при такой большой массе кажется неестественной. Аналогичное явление имеет место в случае распада $\varphi \longrightarrow 3\pi$ (Γ ($\varphi \longrightarrow 3\pi$) = 0,6Мэв против 10 Мэв для Γ ($\omega \longrightarrow 3\pi$), несмотря на существенно больший фазовый объем у φ). Для "объяснения" подобных явлений было введено правило (правило Цвейга, или OZI /50/), согласно которому переходы типа рис.5а сильно подавлены по сравнению с переходами, не содержащими

ж) В обычных спектроскопических обозначениях $^{2S+1}L_J$, где: S - полный спин системы $c\bar{c}$, L -орбитальный момент, J - полный момент.

кварковых петель (рис.5б), причем с ростом массы подавление должно расти (около 50 для φ и $\sim 10^4$ для J/ψ-мезонов, см. например, /51/).

В рамках теории возмущений КХД правило Цвейга объясняется так /9/: распад $^3S_1$ состояния 1^{--} на один или два глюона невозможен из-за сохранения цвета и зарядовой четности соответственно, так что ведущим является распад $J/\psi \to ggg$ (рис.6). Предполагая, что превращение глюонов в обычные адроны происходит с единичной вероятностью, вероятность процесса $J/\psi \longrightarrow$ адроны может быть вычислена в рамках теории возмущений КХД, причем, для получения разумного значения для ширины распада $\Gamma(\psi \longrightarrow$ адроны) следует положить $\alpha_s(M_\psi^2) \simeq 0.2$. /9,49/.

Спектр состояний чармония ниже порога образования пары $D\bar{D}$ - частиц с "открытым" очарованием имеет вид, изображенный на рис. 7 /9,52/. Зарядово-четные состояния η_c, η_c' (0^{-+}) и χ_0, χ_1, χ_2 (0^{++}, 1^{++}, 2^{++}) должны быть существенно шире, чем J/ψ и ψ' так как могут распадаться на два глюона ($\chi_0, \chi_2, \eta_c, \eta_c'$, рис. 8а) или на глюон и пару легких кварков (χ_1, рис. 8б).

Отношение адронных ширин χ_0, χ_1 и χ_2 в ведущем порядке по α_s получается равным 15 : 1 : 4, а сами ширины имеют порядок единиц МэВ /9,49,51/, что, в основном, согласуется с существующими экспериментальными данными /52/. Важным для дальнейшего свойством χ_J - состояний являются довольно большие относительные вероятности распадов $\chi_J \to J/\psi + \gamma$ /53/:

$$B(\chi_0 \to \psi\gamma) = 0.8 \pm 0.2\%$$
$$B(\chi_1 \to \psi\gamma) = 28 \pm 3\% \qquad (5.1)$$
$$B(\chi_2 \to \psi\gamma) = 15.7 \pm 1.7\%$$

Зарядово-четные состояния чармония, более сильно связанные с обычными адронами, должны более интенсивно, чем J/ψ и ψ', рождаться в адронных столкновениях. Поэтому, существенная часть J/ψ - частиц должна сопровождаться γ - квантами из распадов $\chi_J \to \psi\gamma$ /52/. В настоящее время это предсказание теории хорошо проверено и подтверждено (см. гл.9). Другие качественные и количественные предсказания партонной модели и КХД рассмотрены ниже. Экспериментальная проверка этих предсказаний - очень важная задача, так как в силу ряда уникальных свойств состояний чармония (большая масса, малые ширины, богатый спектр) он является уникальным инструментом для исследования динамики адронных взаимодействий /9,49,51/.

6. Рождение состояний чармония в КХД

Простейший механизм адронного образования J/ψ - мезона заключается в "слиянии" c - кварка из моря одного начального адрона с $\bar{c}$ - кварком из моря другого /55,63/. Характерным предсказанием такого мезанизма является сопровождение J/ψ - мезона двумя частицами с открытым очарованием, однако поиск ассоциированных к J/ψ D- мезонов (см. /9/) не увенчался успехом /56/. Подробный анализ экспериментальных данных (см., например, /57,58/) позволяет предположить, что вероятность обнаружения очарованного c - кварка в обычном адроне пренебрежимо мала, так что образование c -

кварков происходит в результате взаимодействия начальных легких кварков и глюонов /59,61/.

Таким образом, адронное рождение состояний чармония можно рассмотреть в рамках механизма, аналогичного механизму Дрелла-Яна (см. п.23), с той разницей, что J/ψ - мезон, являясь адроном, в отличие от виртуального γ^* - кванта взаимодействует не только с кварками, но с глюонами. Кроме того, так как различные правила отбора запрещают подпроцессы типа $gg \to J/\psi$, $gg \to \chi_1$ /9,49/, приходится рассматривать также подпроцессы с инклюзивным образованием состояний чармония - $gg \to \psi + g$, $q\bar{q} \to \chi_1 + g$ и т.п. (см. ниже). Сечения подпроцессов $d\hat{\sigma}(p_1, p_2, p_\psi)$ должны быть свернуты с соответствующими функциями распределения партонов в начальных адронах по аналогии с формулами главы 2:

$$d\sigma(p_\psi) = \sum_i \int dp_1 dp_2 f_1^i(p_1) f_2^i(p_2) d\hat{\sigma}_i(p_1, p_2, p_\psi), \qquad (6.1)$$

где $i = q, \bar{q}, g$; p_1, p_2, p_ψ - импульсы двух начальных партонов и J/ψ - мезона, соответственно. Кинематика подобных "двухэтажных" процессов может быть подробно проанализирована для построения различных распределений, вычисления дифференциальных сечений и т.п. (см., например, /61, 62/).

Ниже мы рассмотрим все ведущие вклады в сечение рождения J/ψ - частицы, различающиеся по начальным состояниям и сопровождению J/ψ.

6.I. Подпроцессы $gg \to \chi_{0,2} \to \psi + \gamma$

Такие подпроцессы (рис.9а) являются единственно возможными во втором порядке по α_s. Нетрудно видеть, что процесс $gg \to \chi_J$ обратен процессу адронного распада χ_J - состояния рис.8а (см. п.5.I), поэтому, считая соответствующие матричные элементы $T_{gg\to\chi}$ и $T_{\chi\to gg}$ равными друг другу, имеем /54,59/

$$\hat{\sigma}(gg \to \chi_J) \sim \frac{2J+1}{M_J^2} \frac{\Gamma(\chi_J \to gg)}{M_J}, \qquad (6.2)$$

где $J = 0.2$ - спин χ_J - состояния, M_J - его масса, а $\Gamma(\chi_J \to gg)$ - адронная ширина. Таким образом, если пренебречь различием в массах M_J, нетрудно получить (см. п.5.I):

$$\hat{\sigma}(gg \to \chi_0) : \sigma(gg \to \chi_2) \approx 15 : (5 \cdot 4) = 3:4$$

однако, в образование $J/\psi + \gamma$ вклад вносит фактически только χ_2 (см. (5.I)). Импульсный спектр J/ψ - мезонов в таком случае определяется спектром глюонов: $\sim (1-x)^5$ для начального нуклона (см. (2.15)), и каждая J/ψ - частица сопровождается γ - квантом. При высоких энергиях сечение, соответствующее такому вкладу, логарифмически растет с ростом энергии /59,62/.

6.2 Подпроцесс $gg \to J/\psi + g$

Подпроцесс третьего порядка по α_s (рис.9б), самый существенный источник "прямых" J/ψ - мезонов, не сопровождаемых γ -квантами /61,64/. Аналогичный подпроцесс $gg \to \psi' + g$ является практически основным источником

ψ' (3.7) – мезона в нуклон-нуклонных взаимодействиях, так как соответствующие χ'_J -состояния (если таковые существуют), должны находиться выше порога образования $D\bar{D}$ (см. рис.7), поэтому электромагнитные распады $\chi'_J \to \psi' + \gamma$ будут иметь очень малую относительную вероятность.

Важным является вопрос об относительном выходе J/ψ и ψ' – мезонов в рассматриваемом подпроцессе. Наиболее распространенная точка зрения /61,64,65/ заключается в том, что формирование мезона из пары $c\bar{c}$ происходит на малых расстояниях (порядка $1/m_c$, где $m_c \simeq$ I,5 Гэв-масса c – кварка /9/), где еще возможно применение теории возмущений КХД. Поэтому вероятность осуществления состояния $V = J/\psi,\ \psi'$ пропорциональна квадрату волновой функции этого состояния на малых расстояниях, которая, в свою очередь, в потенциальной модели чармония может быть определена из ширины распада $V \to e^+e^-$ или $V \to ggg$ /9,49,5I/. Таким образом, аналогично соотношению (6.2), имеем:

$$d\hat{\sigma}(gg \to V + g) \sim \frac{\Gamma(V \to ggg)}{M_V^3}, \tag{6.3}$$

что для известных адронных ширин $\Gamma(V \to ggg)$ и масс M_V состояний $V = J/\psi,\ \psi'$ /53/ дает

$$d\hat{\sigma}(gg \to J/\psi + g) : d\hat{\sigma}(gg \to \psi' + g) \approx 4 : \mathrm{I} \tag{6.4}$$

или 4,5 : I с учетом того, что примерно в половине случаев ψ' распадается по каналу $J/\psi + \cdots$.

Противоположная точка зрения /66/ заключается в том, что формирование состояний чармония из пары $c\bar{c}$ происходит на больших расстояниях порядка (200-300 Мэв)$^{-\mathrm{I}}$ в результате излучения, возможно, многих глюонов непертрубативным образом, поэтому, полное сечение образования пары $c\bar{c}$ в интервале инвариантных масс от $2m_c$ до $2m_D$ (m_c и m_D - массы c - кварка и D -мезона соответственно) следует распределить поровну между всеми существующими состояниями чармония ниже порога образования $D\bar{D}$. В таком подходе вклады 6.1 и 6.2 рассматриваются с единой точки зрения. Что же касается отношения (6.4), то в этом случае имеем:

$$d\hat{\sigma}(gg \to J/\psi + \cdots) : d\hat{\sigma}(gg \to \psi' + \cdots) = 1:1 \qquad (6.5)$$

(или 1,5 : 1 с учетом распадов $\psi' \to J/\psi + \cdots$). Как будет показано ниже (п.6.6), такой результат противоречит существующим экспериментальным данным.

Среди других моделей отметим полуфеноменологическую модель /67/, где сечение образования пары $c\bar{c}$ вычисляется в низшем порядке по α_s, а усредненная вероятность образования J/ψ или другого состояния чармония определяется из экспериментальных данных. В идейном отношении эта модель ближе к /66/, хотя, очевидно, обладает меньшей предсказательной силой.

Рассматриваемый вклад в любом случае дает мягкий импульсный спектр J/ψ - мезона: $\sim(1-x)^k$ или $(1-x)^{k+1}$, если функция распределения глюонов имеет вид $\sim(1-x)^k$. В нуклон-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях вклады 6.1 и 6.2 должны описывать практически все сечение образования J/ψ и ψ' - мезонов /61,64,66/.

6.3. Подпроцесс $gg \to \psi c\bar{c}$

Подпроцесс ведущего порядка, в котором J/ψ - частица образуется совместно с парой очарованных частиц (рис.9 в). Сечение еще не вычислено, но ясно, что оно мало ($\sim \alpha_s^4$, существенно меньше, чем в 6,I-6.2 фазовый объем). Экспериментально, такие события также еще не наблюдались /56/.

6.4.Подпроцесс $qg \to q\chi_J \to q\psi\gamma$

Такой подпроцесс (рис.9г) должен быть существенен при не очень высоких энергиях и больших x, так как его сечение (для валентного кварка) стремится к константе с ростом энергии /64/.

J/ψ - мезон сопровождается γ - квантом, причем, интенсивно рождается χ_1 - состояние, для которого уже нет запрета, имеющего место в 6.I. /9,49,5I/. Импульсное распределение падает как $\sim(I-x)^{K+I}$, если распределение валентного кварка ведет себя как $\sim(I-x)^K$. Расчеты в рамках КХД указывают, что такой подпроцесс является ведущим в случае образования J/ψ с большим поперечным импульсом /64/.

6.5. Подпроцесс $q\bar{q} \to \chi_J g \to \psi\gamma g$

Такой подпроцесс (рис.9д) должен быть существенным при низких энергиях, во взаимодействиях, где есть валентные антикварки: $\bar{p}N$, $\pi^\pm N$, $K^- N$. С ростом энергии сечение сперва быстро растет, а затем убывает как $1/\sqrt{s}$. Импульсный спектр примерно такой же, как в 6.4; J/ψ - частицу сопровождает γ - квант.

6.6. Подпроцесс $q\bar{q} \to \psi g g$

Второй возможный вклад в "прямое" (без сопровождения γ - квантом) образование J/ψ - частиц, а также ψ' - частиц (рис. 9е). Для такого вклада можно привести рассуждения, аналогичные приведенному в п.6.2, откуда следует, что полное сечение образования ψ' - мезона в такой модели должно быть в 4 ÷ 4,5 раз меньше, чем сечение образования J/ψ без γ - кванта, т.е.:

$$\sigma(\psi) = \sigma(\psi+\gamma) + (4 \div 4{,}5)\,\sigma(\psi')$$

или

$$1 - \frac{\sigma(\psi+\gamma)}{\sigma(\psi)} = (4 \div 4{,}5)\,\frac{\sigma(\psi')}{\sigma(\psi)} \qquad (6.6)$$

Соотношение (6.6) выполняется на эксперименте как для pN - взаимодействий /68,69/, где, в основном, "работают" вклады 6.I–6.2:

I-(0.47±0.08) = (4 ÷ 4,5) · (0.I5±0.05)

так и для $\pi^- N$ - взаимодействий /70,71/, где ожидается существенная примесь механизмов 6.5–6.6:

I -(0.34±0.05) = (4 ÷ 4.5)·(0.I7± 0.05)

Напротив, в моделях с формированием состояний чармония на больших расстояниях /66/, коэффициент 4 ÷ 4.5 в (6.6) следует заменить на I ÷ I,5, что приводит к противоречию с экспериментальными данными.

7. Пресказания механизма

Рассмотренный механизм адронного рождения состояний чармония позволяет уверенно вычислить различные характеристики процесса, такие как: распределения по продольному /57, 67/ и поперечному /64/ импульсам, отношения выходов $\psi+\gamma$ и ψ /61/, сечения образования χ_J состояний в различных пучках /59,60,66/ и т.д. Сечения пропроцессов 6.1, 6.2, 6.4 вычислены в работах /61,64/, что позволяет предсказывать поведение спектров в процессах без валентных антикварков. Подпроцессы 6.5 и 6.6, дающие существенный вклад в сечение образования J/ψ лишь в случае наличия аннигиляционного канала, очевидно, вызовут возрастание выхода J/ψ в $\bar{p}N$- и K^-N - взаимодействиях по сравнению с $\bar{p}N$ и K^+N. Нетривиальным является вопрос об изменении отношения $\sigma(\psi')/\sigma(\psi)$ при переходе от $\bar{p}N$- к pN-взаимодействиям. Экспериментальные данные /73,74/ указывают на то, что это отношение растет, т.к. вклад от подпроцесса 6.6 превышает вклад от 6.5. Расчеты соответствующих сечений еще не производились, но существующие оценки приводят к противоположному результату.

Рассмотрим несколько качественных пресказаний нашего механизма.

7.1. Влияние валентных антикварков

При не слишком высоких энергиях сечение образования J/ψ - мезонов в $\bar{p}N$ - взаимодействиях должно быть больше, чем в pN. Это связано с вкладом аннигиляции валентных кварков с валентными антикварками. Кроме того, так как в протоне два u - кварка, а d - кварк один, то

$\sigma(\pi^- p \to \psi + \cdots) > \sigma(\pi^+ p \to \psi + \cdots)$, и т.п.

7.2. Образование $\psi+\gamma$

Образование J/ψ - частицы совместно с γ - квантом роисходит примерно в половине случаев /61/.

7.3. Изотопические отношения

В отличие от контиуума лептонных пар, сечение рождения J/ψ - частицы в $\pi^+ N$ и $\pi^- N$ взаимодействиях, если мишень содержит равное число нейтронов и протонов, должно быть одинаково (ср.3.2).

7.4. Функция распределения глюонов

При высоких энергиях в pN - взаимодействиях J/ψ-мезон образуется, в основном, из подпроцессов 6.I и 6.2, так что инклюзивные спектры J/ψ можно использовать для определения функции распределения глюонов в нуклоне.

7.5. Другие эффекты

Можно привести теоретические предсказания для x- и P_T - зависимости отношения дифференциальных сечений $\psi+\gamma$ и ψ' к ψ и тому подобные соотношения, для проверки которых требуются более точные экспериментальные данные. При каскадном образовании J/ψ из распадов χ_J важно исследовать угловое распределение лептонов, которое зависит от спина промежуточных состояний /75/. Вообще говоря, нужно отметить, что изучение процесса адронного образования лептонных пар выходит, по-видимому, на качественно новый уровень. Теоретические модели могут предсказать все более "тонкие" эффекты, экспериментальное измерение которых становится также вполне реальным.

8. Экспериментальные данные. Континуум.

В таблице I приведен список текущих экспериментов по адронному рождению лептонных пар. Нетрудно заметить, что в нем представлен полный набор начальных частиц, широкий спектр полных энергий и масс лептонных пар. Некоторые экспериментальные группы имеют сотни тысяч событий в области масс, больших 2,5 ГэВ, что позволяет детально исследовать лептонные пары как электромагнитного, так и резонансного происхождения.

В этой главе мы представим экспериментальные данные, иллюстрирующие проверку теоретических предсказаний из пунктов 3.I ÷ 3.6 и 4.2 ÷ 4.5.

8.I. Зависимость от атомного номера

На рис.I0 представлены данные по зависимости степени $\alpha(Q)$ от массы лептонной пары Q, в параметризации

$$d\sigma_A \sim A^{\alpha(Q)} d\sigma_N . \qquad (8.I)$$

Видно, что в области больших масс ($Q > 5$ ГэВ) степень α согласуется со значением $\alpha = $I. В области меньших масс степень падает, приближаясь на самых малых массах к значению 2/3, характерному для мягких процессов.

8.2. Зависимость от типа начальной частицы

На рис.II представлены данные по отношению сечений рождения лептонных пар в π^+N- и π^-N-взаимодействиях в зависимости от массы лептонной пары. Видно, что данные плавно приближаются к ожидаемому значению I/4 при больших массах, имея пик в области масс J/ψ - частицы, где это отношение близко к I. Все это находится в полном соответствии с ожиданиями п.п.3.2 и 7.3.

8.3. Масштабная инвариантность

На рис.I2 а и б представлены данные по сечению рождения лептонных пар в pN- и πN-взаимодействиях. Можно считать, что в пределах существующей точности масштабная инвариантность имеет место. Некоторый разнобой в πN-данных можно отнести за счет больших статистических и систематических ошибок. Отметим, что в отличие от eN-рассеяния, для проверки скейлинга в сечении рождения лептонных пар приходится проводить эксперименты при различных энергиях начальных частиц, что служит дополнительным источником систематичских ошибок. Поэтому, заметить эффекты КХД в x- и Q^2-зависимости дифференциальных сечений лептонных пар при современном уровне точности довольно трудно.

8.4. Зависимость от поперечного импульса

S - зависимость среднего поперечного импульса лептонной пары, представленная на рис.I3, находится в разумном согласии с предсказаниями КХД как по форме, так и по значениям параметров. Рост $\langle P_{T\mu\mu} \rangle$ с полной энергией является прекрасной иллюстрацией наличия КХД-эффектов в рассматриваемом процессе.

8.5. Угловые распределения лептонов

Распределения лептонов в системе покоя лептонной пары по углу Коллинза-Сопера, представленные на рис.14, находятся, как видно, в хорошем согласии с ожиданиями простой кварк-партонной модели: $d\sigma/d\cos\theta^* \to 1+\alpha\cos\theta$, где $\alpha \simeq 1$. Такая зависимость указывает на то, что для поиска эффектов КХД требуются более точные данные для различных подинтервалов по продольному и поперечному импульсу пары. В работе /76/ была замечена зависимость параметра α от x, согласующаяся с предсказаниями влияния "высших твистов" (см. ф-лы (4.6)), но в последующих экспериментах /77,78/ эти результаты не подтвердились.

8.6. Функции распределения

x - распределения лептонных пар в $\pi^{\pm}N$-, K^-N-взаимодействиях служат пока что единственным источником информации о функциях распределения кварков в мезонах.

Распределения валентных кварков в π -мезонах при $Q^2 \simeq$ (4 ГэВ)^2 согласуются с ожиданиями кварк-партонной модели (см. п.2.2). Более того, вследствие нарушения симметрии "ароматов" SU (3) странный кварк в К-мезоне в среднем должен быть жестче, а не странный кварк в К-мезоне - мягче чем легкие валентные кварки в π- мезонах. Измеренное недавно отношение функций распределения u- кварка в π- и K^-- мезонах /79/ полностью подтверждает теоретические ожидания /20/, о чем свидетельствует рис.15.

8.7. К-фактор

Самой серьезной трудностью простой партонной модели при описании образования лептонных пар, явилась общая нормировка сечения. При подстановке в формулы (2.22) - (2.23) функций распределения кварков, известных из глубоко неупругого рассеяния, модельное сечение оказалось в K раз меньше экспериментально измеренного, где фактор K в разных экспериментах /80-84/ колеблется в интервале от 1.6 ± 0.3 до 2.8 ± 0.6 со средним значением около 2.3 ± 0.4, и, практически, не зависит ни от типа начальных адронов ($p, \bar{p}, \pi^{\pm}$), ни от ядерных эффектов /85/. В настоящее время, происхождение К-фактора связывают с большими поправками высших порядков теории возмущений КХД (см. выше, п.4.5), где удалось получить, что ожидаемое в простой партонной модели сечение повышается в $\sim 1,8$ раз /42,44/. Эти результаты, безусловно, нельзя считать окончательными. Необходимы новые данные о x-, p_T- и Q^2- зависимости К-фактора, и, конечно, более детальный анализ поправок КХД.

9. Экспериментальные данные. Чармоний

Существует очень большое количество самых разнообразных экспериментальных данных по инклюзивному адронному образованию состояний чармония. Теоретическая картина, описанная в главе 6, в целом, правильно описывает как инклюзивные распределения по продольному и поперечному импульсу, так и зависимость сечения от энергии, отношения сечений $\psi + \gamma$ к ψ, ψ' к ψ и т.п. В качестве иллюстрации качественных предсказаний, рассмотренных в п.7.1 + 7.4, мы выбрали несколько рисунков с экспериментальными данными.

9.1. Влияние валентных антикварков.

В таблице 2 приведены измеренные на эксперименте значения отношения сечений $\sigma(pN \to \psi + \cdots)/\sigma(\bar{p}N \to \psi + \cdots)$. При низких энергиях вклад от аннигиляции действительно велик и плавно уменьшается с ростом энергии, в полном соответствии с предсказанием модели. На рис. 16 представлены x-распределения J/ψ - мезонов в $\pi^- p$- и $\pi^+ p$-взаимодействиях. Различие в спектрах связано, очевидно, с тем, что в протоне два валентных u- кварка, а d-кварк - один, поэтому вклад аннигиляционной диаграммы в первом случае больше, чем во втором.

9.2. Образование $\psi+\gamma$

На рисунке 17 представлен спектр инвариантных масс системы $\psi\gamma$ в $\pi^- N$-взаимодействиях, который, безусловно, можно расценить как одно из достижений техники эксперимента. Авторам /82/удалось получить настолько хорошее разрешение по массе (22 МэВ), что пики, связанные с образованием χ_1- и χ_2- состояний видны раздельно. Отношение инклюзивных сечений $\sigma(\chi_2)/\sigma(\chi_1) = 1.4 \pm 0.9$, что указывает, по-видимому, на существенный вклад от механизма 6.5 наряду с механизмом 6.1.

9.3. Изотопические отношения

Адронная природа процесса образования J/ψ- частиц хорошо иллюстрируется рисунком 11, где, в отличие, от пар электромагнитного происхождения, отношение сечений

$\sigma(\pi^+ N \to \psi + \cdots)/\sigma(\pi^- N \to \psi + \cdots)$ близко к единице.

9.4. Функция распределения глюонов.

x - распределения J/ψ - частиц в pN-взаимодействиях при 225 ГэВ/с можно хорошо описать, если в качестве функции распределения глюонов в нуклоне выбрать $f_N^g = C_N (1-x)^5/x$ — функцию, которая определена из соображений согласия с правилами кваркового счета /17/ (см.п.2.2). Что касается πN- взаимодействий, то энергия, при которой измерены инклюзивные спектры J/ψ, недостаточно высока для того, чтобы можно было пренебречь влиянием кварк-антикваркового вклада, поэтому результат работы /86/, $f_\pi^g \sim (1-x)^{1.9\pm0.3}$ нельзя считать удовлетворительным.

10. Заключение

Обзор феноменологии адронного образования лептонных пар, проведенный в предыдущих главах, приводит к выводу, что изучение этого процесса позволяет открыть много интереснейшей информации о свойствах партонов в динамике сильного взаимодействия вообще. В этой главе мы еще раз сформулируем основные выводы.

1. Порядок сечения согласуется с электромагнитной природой процесса.

2. Данные по сечениям в pN- и πN-взаимодействиях согласуются с гипотезой масштабной инвариантности. Ожидаемые отклонения от скейлинга настолько малы, что не могут достоверно наблюдаться в существующих данных.

3. Для континуума лептонных пар электромагнитного про-

исхождения отношение сечений $\sigma(\pi^+ A \to \mu\mu+\cdots)/\sigma(\pi^- A \to \mu\mu+\cdots)$ для ядер с $Z = N = A/2$ при больших массах $\mu^+\mu^-$-пар стремится к I/4. В области резонансов, где лептонная пара образуется в результате сильного взаимодействия, это отношение близко к I, в полном соответствии с теоретическими ожиданиями.

4. Угловое распределение лептонов для продольных импульсов пары, не слишко близких к максимальным, согласуется с предсказанным поведением $1+\cos^2\theta^*$.

5. Экспериментально измеренные сечения в 2 ÷ 2,5 раз выше вычисленных в простой партонной модели. Это связано, очевидно, с необходимостью учета высших поправок КХД. Суммирование мягких глюонов, по-видимому, позволяет исправить ситуацию.

6. Функции распределения кварков в π- и K-мезонах, извлеченные из x - распределений лептонных пар в соответствии с механизмом Дрелла-Яна, согласуются с теоретическими ожиданиями. Структурные функции протона в рассматриваемом процессе совпадают с измеренными в глубоконеупругом лептон-протонном рассеянии.

7. Рост среднего поперечного импульса лептонной пары с энергией является прямым указанием на существование поправок КХД к партонной модели.

8. Необходимо достичь более глубокого понимания статуса вычислений в рамках теории возмущений и ГЛП КХД. С другой стороны, повышение точности в экспериментальных данных, наблюдение струй, ассоциированных с лептонной парой и т.п. позволит глубже уяснить картину взаимодействия.

9. Для описания адронного рождения J/ψ - частиц необходимо включить в рассмотрение как глюон-глюонный, так и кварк-антикварковый механизмы рождения.

10. Функция распределения глюонов в протоне, извлеченная из высокоэнергетических данных по процессу $pN \to \psi + X$ оказалась равной $f_N^g(x) \sim (1-x)^n$ с $n \simeq 4,6$, что близко к ожидаемому значению $n = 5$.

11. Соотношение

$$1 - \frac{\sigma(\psi+\gamma)}{\sigma(\psi)} = 4\frac{\sigma(\psi')}{\sigma(\psi)},$$

следующее из простых качественных соображений, хорошо согласуется с данными как в pN- , так и в πN-взаимодействиях.

12. Требуется дальнейшая детальная и точная информация о сечениях и распределениях ψ-, ψ'-, χ_J-, Υ - частиц в адронных взаимодействиях, что позволит ограничить круг рассматриваемых моделей.

13. Судя по прогрессу последних лет можно ожидать, что тесная связь теории и эксперимента сделает изучение континуума и резонансного рождения лептонных пар еще более интересным и продуктивным направлением научных исследований.

В заключение, отметим, что дополнительную информацию о рассмотренных вопросах можно найти в обзорных статьях, которые фигурируют в списке литературы под номерами /33,40,45 46,58,85,87/.

Поступила 14.IX.1982

Институт высоких
энергий ТГУ

ЛИТЕРАТУРА

I. Р.Фейнман, "Взаимодействие фотонов с адронами", М., "Мир", 1975.

2. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Р2-4543, Дубна, 1969.

3. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Р2-4578, Дубна, 1969.

4. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, В кн.: "Труды международного семинара по электромагнитным взаимодействиям и векторным мезонам". Дубна, 1969.

5. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, ЭЧАЯ, т.2, вып.I, стр.7, М., Атомиздат, 1971.

6. Christenson et al. Phys. Rev. Lett. 25, 1523 (1970).

7. S.D.Drell, T.-M. Yan, Ann. Phys. 66, 578 (1971).

8. S.D.Drell, T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25, 316 (1970).

9. Клоуз Ф. "Кварки и партоны", М., "Мир", 1982.

10. D.J.Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969).

11. D.J.Bjorken, E.A.Paschos, Phys. Rev. 185, 1975 (1969); Phys. Rev. D1, 3151 (1970).

12. Л.А.Слепченко. Лекции на школе молодых ученых ТГУ, Тбилиси, 1973. С.М.Биленький. "Лекции по физике нейтринных и лептон-нуклонных процессов", М., Энергоиздат, 1981.

13. П.С.Исаев, Препринт Р2-80-329, Дубна, 1980; A.J.Buras, Proc. 1981 Int. Symp. on Lepton & Photon Int. at High Energies, Bonn, 1981, p. 636; J.Drees, ibid., p. 474.

14. J.Kogut, L.Susskind, Phys. Rep. C8, 76 (1973).

15. J.Kuti, V.F.Weisskopf, Phys. Rev. D4, 3418 (1971).

16. S.D.Drell, T.-M.Yan, Phys. Rev. Lett. 24, 181 (1970);
G.B.West, Phys. Rev.Lett. 24, 1206 (1970).
17. V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze, Nuovo Cim. Lett. 7, 719 (1973);
S.J.Brodsky, G.R.Farrar, Phys.Rev. Lett. 31, 1153 (1973).
18. Т.Редже,В кн."Теория сильных взаимодействий при больших энергиях", М.,ИЛ, 1963.
19. Дж.Коллинз, "Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий", М.,Атомиздат, 1980.
20. P.V.Chliapnikov, V.G.Kartvelishvili, V.V.Kniazev, A.K.Likhoded, Nucl. Phys. B148, 400 (1979).
21. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий, "Квантовая электродинамика", М.,"Наука", 1981.
22. K.Gofffried, J.D.Jackson. Nuovo Cim. 33, 309 (1964).
23. J.C.Collins, D.E.Soper, Phys. Rev. D16, 2219 (1977).
24. H.D.Politzer, Phys. Rep. 14C, 129 (1974).
25. V.Marciano, H.Pagels, Phys. Rep. 36C, 137 (1978).
26. Дж.Тейлор,"Калибровочные теории слабых взаимодействий", М.,"Мир", 1978.
27. D.J.Gross, F.Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343 (1973);
H.D.Politzer, Phys. Rev. Lett. 30, 1346 (1973).
28. G.Altarelli, G.Parisi, R.Petronzio, Phys. Lett., 76B, 351 and 356 (1978).
29. H.D.Politzer, Nucl. Phys. B129, 301 (1977).
30. C.T.Sachrajda, Phys. Lett. 73B, 185 (1978).
31. G.Altarelli, G.Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977).
32. Yu. L.Dokshitzer, D.I.Dyakonov, S.I.Troyan. Phys. Rep. 58C, 269 (1980).

33. G.Altarelli, preprint INFN n. 783, Rome, 1981.

34. I.Hinchliffe, C.H.Llewelin-Smith, Phys. Lett. 66B, 281 (1977);
A.V.Radjushkin, Phys. Lett. 68B, 245 (1977);
K.Kajantie, R.Raitio, Nucl. Phys. B139, 72 (1978);
F.Halzen, D.Scott, Phys. Rev. Lett. 40, 1117 (1978).

35. C.S.Lam, W.K.Tung, Phys. Lett. 80B, 228 (1979);
Phys. Rev. D21, 2712 (1980).

36. G.Callan, D.J.Gross. Phys. Rev.Lett. 22, 156 (1969).

37. J.C.Collins, Phys. Rev. Lett. 42, 291 (1979).

38. K.Kajantie, J.Lindfors, R.Raitio. Phys. Lett. 74B, 384 (1978);
Nucl. Phys. B144, 422 (1978).

39. E.Berger, S.J.Brodsky. Phys. Rev. Lett. 42, 440 (1979);
E.Berger, Z.Physik C4, 289 (1980).

40. R.Stroynowski, Phys. Rep. 71C, 1(1981).

41. G.Altarelli, R.K.Ellis, G.Martinelli, Nucl. Phys. B143, 521 (1978);
B146, 544 (1978); B157, 461 (1979);
J.Kubar-André, F.Paige, Phys. Rev. D19, 221 (1979).

42. G.Curci, W.Furmanski, R.Petronzio, Nucl. Phys. B175, 27(1980).

43. K.Harada, T.Kaneko, N.Sakai, Nucl. Phys. B155, 169 (1979);
A.P.Contogouris, J.Kripfganz, Phys. Lett. 84B, 473 (1979);
Phys. Rev. D19, 2207 (1979);
B.Humpert, W.L.Van Neerven, Phys. Lett. 85B, 293 (1979).

44. J.Kubar, M.Le Bellac, J.L.Meunier, G.Plaut, preprint Nice NTH 80/8 (1980).

45. M.Le Bellac, preprint Nice NTH 82/5 (1982).

46. I.R.Kenyon, preprint CERN-EP/82-81, Geneva, 1982.

47. J.J.Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974).

48. S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977).

49. А.Н.Вайнштейн и др. УФН I23, 2I7 (I977).

50. S.Okubo, Phys. Lett. 5, 165 (1963);

G.Zweig, CERN report TH 401 (1964);

J.Iizuka et al., Progr. Theor. Phys. 35 (1966).

51. J.D.Jackson, SLAC report N198, Stanford, 1976;

A. De Rujula, H.Georgi, S.L.Glashow, Phys. Rev. D12, 147 (1975);

E.Eichten et al., Phys. Rev. Lett. 36, 500 (1976);

А.А.Хелашвили, Сообщения АН ГССР 92,32I (I978);93,585(I979);

C.Quigg, J.L.Rosner, Phys. Rep. 56C, 167 (1979).

52. K.H.Mess, B.H.Wiik, preprint DESY 82-011, Hamburg, 1982;

J.E.Gaiser, SLAC-PUB-2887, Stanford, 1982.

53. Review of Particle Properties, 1982 edition, Geneva, 1982.

54. S.D.Ellis, M.B.Einhorn, C.Quigg, Phys. Rev. Lett. 36, 1263 (1976);

А.М.Зайцев, В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, Г.П.Пронько, Письма в ЖЭТФ,26,54(I976).

55. M.B.Green, M.Jacob, P.V.Landshoff, Nuovo Cim. 29A. 123 (1975);

A.Donnachie, P.V.Landshoff, Nucl. Phys. B112, 233 (1976);

F.M.Renard, Nuovo Cim. 29A, 64 (1975).

56. M.Binkley et al., Phys. Rev. Lett. 37, 578 (1976);

J.G.Branson et al., Phys. Rev. Lett. 38, 580 (1977).

57. В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, С.Р.Слабосницкий, Препринт ИФВЭ 77-50, Серпухов, I977.

В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед,Письма в ЖЭТФ,26,54(I976).

58. L.Lyons. Oxford univ. preprint 80/80, Oxford, 1980.

59. M.B.Einhorn, S.D.Ellis, Phys. Rev. D12, 2007 (1975);

C.E.Carlson, R.Suaya, Phys. Rev. D 14, 3115 (1976).

60. M.Glück, E.Reya, preprint FSU HEP 770810, Florida, 1977;

R.Culter, D.Sivers, preprint ANL-HEP-PR-77-40, Illinois, 1977.

61. В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, С.Р.Слабосницкий, ЯФ 28, 1315 (1978).

62. R.P. Feynman, R.D.Field, Phys. Rev. D15, 2590 (1977).

63. В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, Г.П.Пронько, Препринт ИФВЭ-ОТФ 76-38, Серпухов, 1976.

64. R.Baier, R.Rückl, preprint BT-TP 81/06, Bielefeld, 1981.

65. E.L.Berger, D.Jones, Phys. Rev. D23, 1521 (1981).

66. M.Glück, J.F.Owens, E. Reya, Phys. Rev. D17, 2324 (1978).

67. V.Barger, W.Y.Keung, R.J.N.Phillips, preprint COO-881-139, Madison, 1980; Phys. Lett. 91B, 253 (1980).

68. J.N.Cobb et al., Phys. Lett. 72B, 497 (1978).

69. A.G. Clark et al., Nucl. Phys. B142, 29 (1978).

70. J.G.McEwen, Proc. XX Conf. on High En. Phys., Madison, 1980; S.Wojcicki, SLAC-PUB-2603, Stanford, 1980.

71. K.J.Anderson et al., Phys. Rev. D21, 3075 (1980); Phys. Rev. Lett. 42, 944, 951 (1979).

72. В.Г.Картвелишвили, А.К.Лиходед, С.Р.Слабосницкий. В материалах II Межд. Семинара по проблемам физики высоких энергий и кв.теории поля. Протвино, 1979.

73. M.J.Corden et al., CERN-EP/80-140, Geneva, 1980.

74. J.Badier et al., CERN-EP/80-149, Geneva, 1980.

75. B.L.Ioffe, Phys. Rev. Lett. 38, 364 (1977).

76. K.J.Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 43, 1219 (1979).

77. M.J.Corden et al., Phys. Lett. 96B, 417 and 411 (1980).

78. A.Michelini, preprint CERN-EP/81-128, Geneva, 1981.

79. J.Badier et al., Phys. Lett. 89B, 145 (1979).

80. J.Badier et al., Phys. Lett. 93B, 354 (1980); 96B, 422 (1980); 104B, 335 (1981).

81. M.J.Corden et al., Phys. Lett. 76B, 226 (1978).

82. M.A.Abolins et al., Phys. Lett. 82B, 145 (1979).

83. S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39, 252 (1977);
W.R.Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39, 1240 (1977).

84. K.J.Anderson et al., Phys. Rev. Let. 36, 237 (1976).

85. G.Burgun, preprint DPHPE 81-03, Saclay, 1981.

86. J.G.McEwen et al., preprint CERN-EP/82-151, Geneva, 1982.

87. А.В.Ефремов, А.В.Радюшкин, Препринт Р2-I2763, Дубна, I979.

ვ.ქართველიშვილი

ლეპტონური წყვილების ადრონული დაბადება
(მიმოხილვა)

რეზიუმე

განხილულია დიდი ინვარიანტული მასის მქონე ლეპტონური წყვილების დაბადება ადრონ-ადრონულ ურთიერთქმედებებში პარტონული მოდელისა და ქვანტური ქრომოდინამიკის თვალსაზრისით. თეორიული შედეგები შედარებულია ექსპერიმენტალურ მონაცემებთან.

V.Kartvelishvili

LEPTON PAIR HADRONIC PRODUCTION (REVIEW)

Summary

High mass lepton pair production in hadron-hadron collisions is reviewed in the framework of the parton model and quantum chromodynamics. Theoretical results are compared with experimental data.

Список экспериментов по адронному рождению лептонных пар (взято из /38,42/)

Таблица I

Сотрудничество	Пучок	P_{Lab} ($\sqrt{s}$) ГэВ	Мишень	Область x	Область $Q_{\mu\mu}$ ГэВ	Число событий
ABCS (ISR)	p	(28,53,62)	p	$-0.2\div0.2$	$4\div18$	1000
CHFMNP (ISR)	p	(62)	p	$-0.1\div0.5$	$5\div25$	2500
CFS (FNAL)	p	200,300,400	Be, Cu, Pt	$-0.1\div0.1$	$5\div20$	$1,8\cdot10^6$
CIP (FNAL)	$\pi^\pm$	225	C, Cu, W	$0\div1.0$	$4\div8.5$	2200, 400
MNTW (FNAL)	p	400	Fe	$-0.2\div1.0$	$4.5\div18$	10^5
SISI (SPS)	π^-	150	Be	$-0.2\div0.8$	$3.9\div8$	1500
OMEGA (SPS)	$K^\pm, \pi^\pm, p, \bar{p}$	40	W	$-0.5\div1.0$	$2.0\div2.7$	$3\cdot10^3$
NA3 (SPS)	$K^\pm, \pi^\pm, p, \bar{p}$	150,200, 280,400	Pt, H_2	$-0.3\div1.0$	$4\div14$	10^4
NA10 (SPS)		280	C, Cu, W		$4\div14$	2000

Отношение инклюзивных сечений рождения J/ψ -мезонов в pN- и $\bar{p}N$-взаимодействиях

Таблица II

Мишень	Гэв/с	Значение	Сотрудничество
H_2	40	$0.08^{+0.3}_{-0.06}$	OMEGA
H_2	150	0.15 ± 0.09	NA3
W	40	0.19 ± 0.03	OMEGA
Pt	150	0.50 ± 0.08	NA3
Pt	200	0.71 ± 0.16	NA3

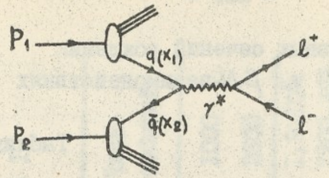


Рис.I. Диаграмма, описывающая образование лептонной пары $\ell^+\ell^-$ в процессе взаимодействия двух адронов в рамках партонной модели.

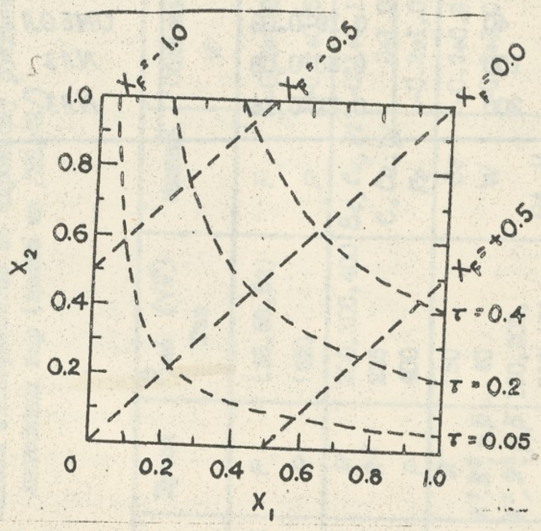


Рис.2. Кинематика механизма Дрелла-Яна: x_1 и x_2 - приведенные продольные импульсы аннигилирующих партонов и адронов I и 2 соответственно; $x_F = x_1 - x_2$ - приведенный продольный импульс лептонной пары; $\tau = x_1 x_2 = Q^2/s$, где Q - масса лептонной пары, s - квадрат полной энергии.

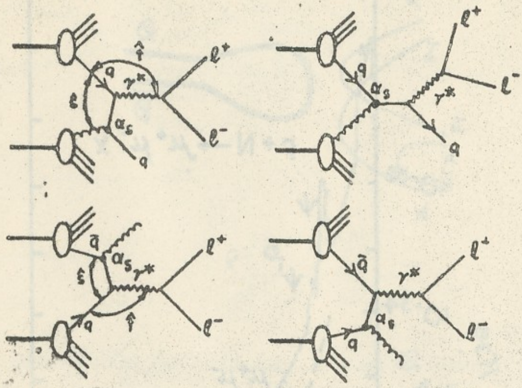


Рис. 3. Диаграммы, описывающие поправки КХД первого порядка по α_s к простой партонной модели: а) аннигиляционного типа; б) типа Комптон-эффекта.

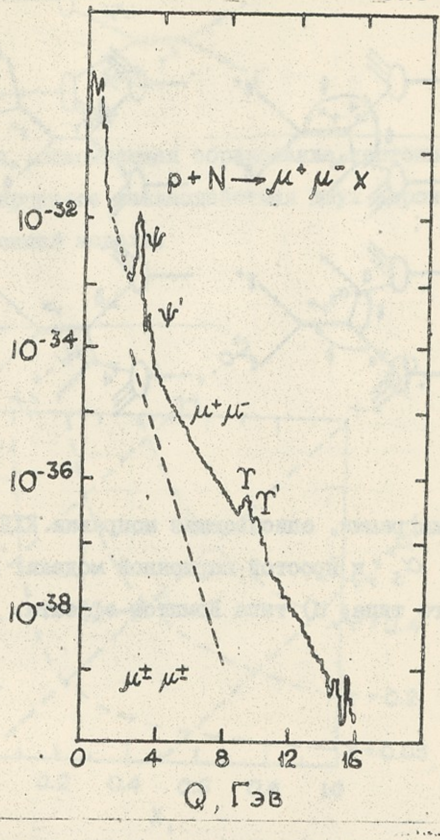


Рис.4. Спектр инвариантных масс лептонных пар в протон-нуклонных взаимодействиях при 400 ГэВ/с. Ясно видны пики, соответствующие векторным мезонам.

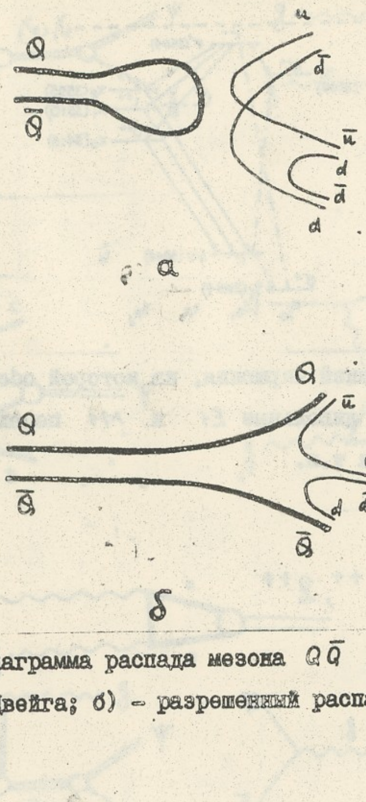


Рис.5. а) – диаграмма распада мезона $Q\bar{Q}$, запрещенная правилом Цвейга; б) – разрешенный распад.

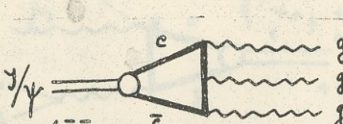


Рис.6. Диаграмма, описывающая распад J/ψ на три глюона. Считается, что глюоны превращаются в обычные адроны с вероятностью, равной единице.

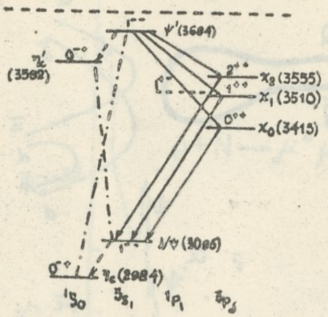


Рис.7. Схема уровней чармония, на которой обозначены электромагнитные дипольные $E1$ и $M1$ переходы $\psi' \to \chi_y \gamma$, $\chi_y \to \psi\gamma$ и т.п.

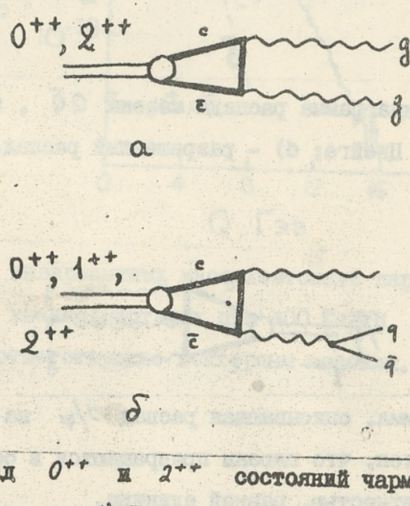


Рис.8. а) Распад 0^{++} и 2^{++} состояний чармония χ_0 и χ_2 на два глюона; б) Распад χ_0, χ_1, χ_2 на глюон и пару легких кварков, который является основным для 1^{++}-состояния.

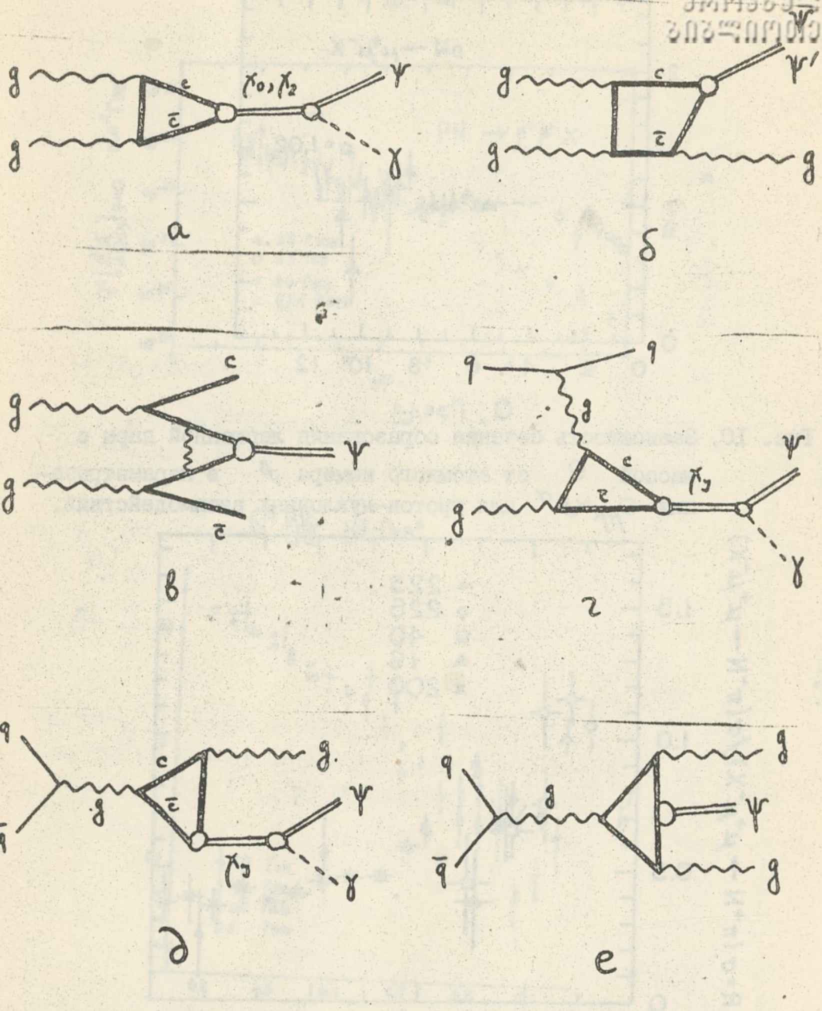


Рис. 9. Диаграммы, описывающие различные вклады в адронное образование J/ψ - частиц (см. текст).

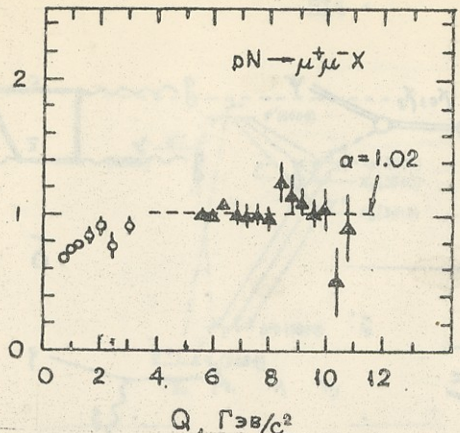


Рис. 10. Зависимость сечения образования лептонной пары с массой Q от атомного номера A в параметризации $\sigma_{\mu\mu} \sim A^{\alpha}$ для протон-нуклонных взаимодействий.

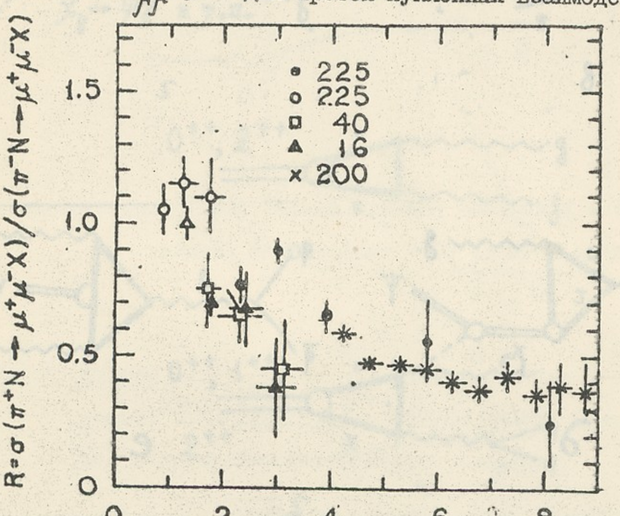
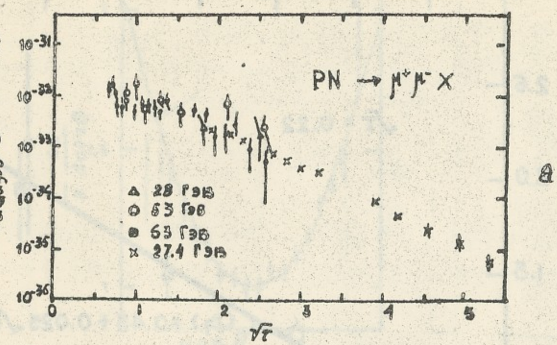


Рис. II. Отношение сечений образования лептонной пары с массой Q в π^+N и π^-N взаимодействиях, для случая, когда мишень содержит равное количество протонов и нейтронов.



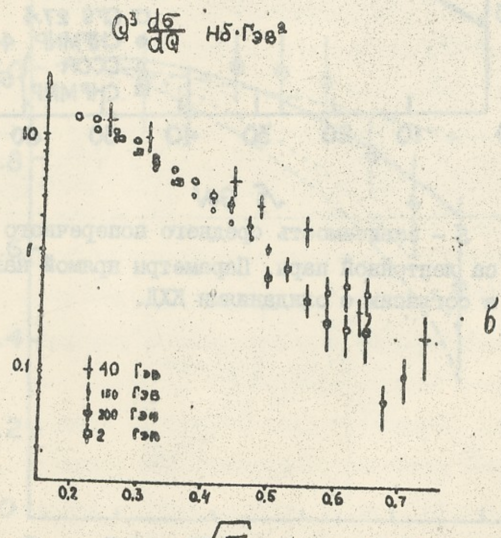


Рис. I2. Безразмерные величины $Q^3 d\sigma/dQdy$ при $y=0$ в pN -взаимодействиях (а), и $Q^3 d\sigma/dQ$ в $\pi^- N$ -взаимодействиях, в зависимости от масштабно-инвариантной переменной $\sqrt{\tau} = Q/\sqrt{s}$, где Q - масса лептонной пары.

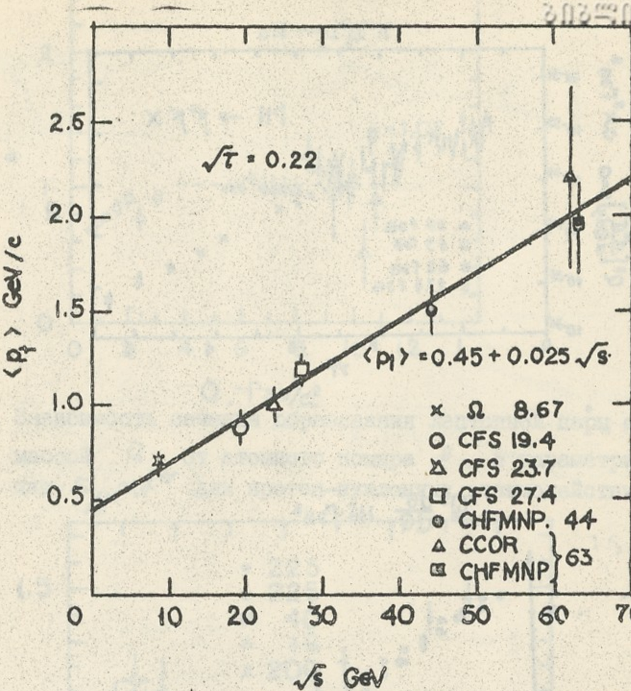


Рис. 13. S – зависимость среднего поперечного импульса лептонной пары. Параметры прямой находятся в согласии с ожиданиями КХД.

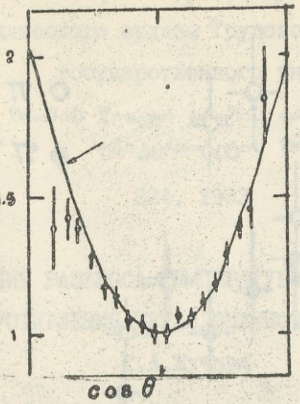


Рис. I4. Угловое распределение лептонных пар в системе Коллинза-Сопера. Кривая описывается уравнением $I + \cos^2\theta^*$

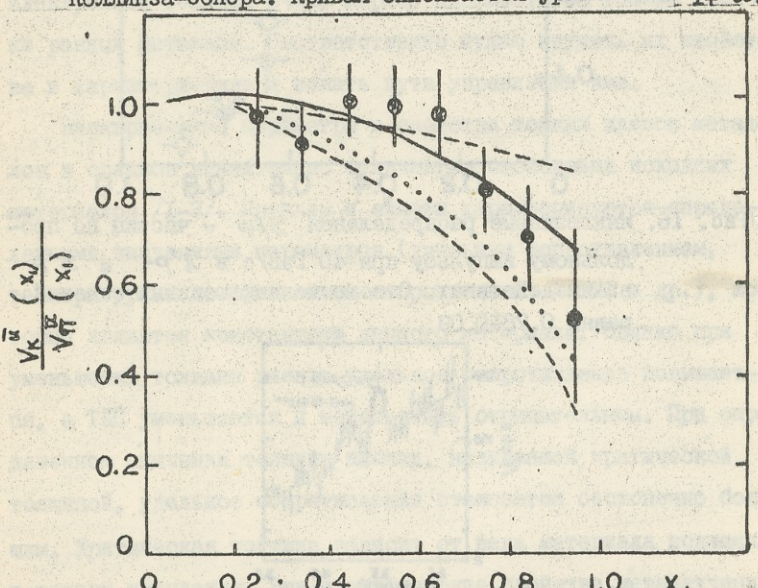


Рис.I5. Отношение функций распределения валентного u -кварка в K^- и π^- -мезонах, определенное из экспериментальных данных /30/. Кривые описывают предсказания различных теоретических моделей (см., например, /31/).

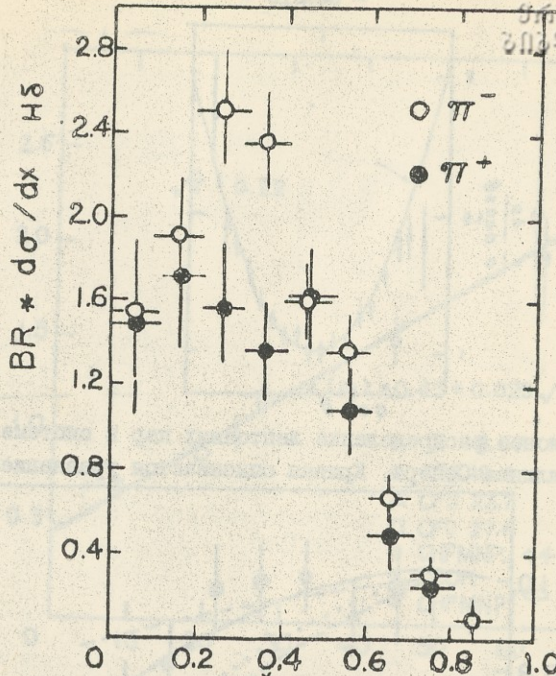


Рис. I6. Инклюзивные распределения J/ψ - частиц по продольному импульсу при 40 ГэВ/с в π^+p- и π^-p-взаимодействиях. Отношение инклюзивных сечений равно 0.78±0.09.

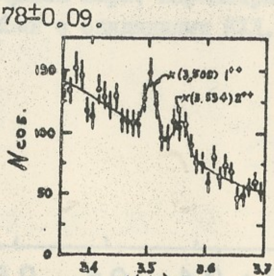


Рис. I7. Спектр инвариантных масс системы $\psi + \gamma$, где отчетливо видны пики, соответствующие χ_1- и χ_2- состояниям.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета
თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
224, 1983

УМЕНЬШЕНИЕ РАЗБРОСА ТЕМПЕРАТУРНОГО КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОПЛЕНОЧНЫХ РЕЗИСТОРОВ

Г.А.Кучава

На современном этапе развития электронной и микроэлектронной техники очень широко используются тонкие пленки разных металлов. Соответственно нужно изучить их свойства и характеристики и искать пути управления ими.

Электрические параметры и свойства тонких пленок металлов и сплавов значительно отличаются свойствами исходных материалов /I-3/. Металлы и сплавы характеризуются определенными значениями параметров (удельным сопротивлением, температурным коэффициентом сопротивления - ТКС и др.), которые являются константами данного материала. Однако при уменьшении толщины пленки удельное сопротивление повышается, а ТКС уменьшается и может стать отрицательным. При определенном значении толщины пленки, называемой критической толщиной, удельное сопротивление становится бесконечно большим. Критическая толщина зависит от вида материала подложки и режима напыления. Эти специфические свойства металлических пленок являются следствием их зернистой структуры. Основываясь на этой идее, Я.И.Френкель объяснил зависимость удельного сопротивления и ТКС от толщины пленки /I/.

При малой толщине пленки ее частицы расположены в виде отдельных разрозненных скоплений или зерен. На рис. I приведена микроструктура такой пленки, где стрелками показаны линии протекания тока. При некотором минимальном количестве осажденного материала доля электропроводности контактных зазоров становится преобладающей. Электропроводность и ТКС определяются зазором между зерен и работой выхода электронов, так как электроны через заор проходят путем электронной эмиссии. С повышением температуры ток эмиссии возрастает, что определяет отрицательный знак ТКС тонких пленок.

При повышении толщины пленок доля электропроводности контактных зазоров уменьшается, а ТКС повышается и становится положительной, приближаясь к значению ТКС исходного материала.

Статистические характеристики ТКС для металлопленочных резисторов типа МЛТ зависят от номинального значения сопротивления. Значения ТКС являются случайными, что определяется технологическим процессом (определенные отклонение в режимах напыления, ошибки измерительных приборов и т.п.). В частности, для низкоомных резисторов (до IOO ом) среднее значение ТКС — β =0,0005 K^{-1}, среднеквадратическое отклонение — σ_β =0,00018 K^{-1} Для среднеомных резисторов (от IOO ом до I мом) β =0 и σ_β =0,0003 K^{-1}, а для высокоомных (выше I мом) β =-0,00045 K^{-1}, σ_β =0,00031. Кроме этого плотность вероятности распределения значения ТКС подчиняется нормальному закону /2/. Здесь же отметим, что резисторы типа МЛТ выпускаются с тремя классами точности, обусловливающей усеченно-нормальный закон распределения значения сопротивления. На рис.2 приведены кривые плотности распределения вероятностей сопротивления резисторов разных допусков (5%-ый, 10%-ый и 20%-ый). Данные резисторы изготовляются с $\mathcal{D}$ =20%-ными допусками (рис.2а), ширина которых равняется интервалу ($R_o - 3\sigma$; $R_o + 3\sigma$), где R_o – среднее значение сопротивления, σ – среднеквадратическое отклонение

$$\sigma = \frac{R_o \mathcal{D}}{300} = \frac{R_o \cdot 20}{300} = \frac{R_o}{15} .$$

В дальнейшем завод-изготовитель из данной партии последовательно выбирает резисторы 5%-ой, 10%-ой и 20%-ой точности, которые имеют соответствующие разбросы от среднего (рис.2б, в,г.).

Если каким-нибудь путем уменьшить σ_β , то для среднеомных резисторов значения ТКС приблизятся к нулю, что уменьшит влияния изменения температуры на значения сопротивления резистора и соответственно на параметры модулей, собранных на этих резисторах.

В работе исследовано изменение ТКС резервированных резисторов методом математического моделирования - используется метод Монте-Карло. Можно использовать четыре вида резервного включения резисторов: последовательное, параллельное, последовательно-параллельное и параллельно-последовательное (рис.3).

Как отмечалось, сопротивление резистора R является случайной величиной. Его можно представить в следующем виде:

$$R_i = A a_i ,$$

где R_i — i -я реализация значения сопротивления резистора с номинальным значением, равным A, a_i — i-я реализация случайного числа со средним значением, равным единице, и видом плотности распределения вероятностей, показанным на рис.2 (в зависимости от класса точности).

Для резервированно включенных резисторов i-я реализация случайного числа дает возможность вычислить ТКС по формуле

$$\beta_{pi} = \frac{R_{ti} - R_{oi}}{R_{oi}\Delta t} = \frac{Aa_{ti} - Aa_{oi}}{Aa_{oi}\Delta t} = \frac{a_{ti} - a_{oi}}{a_{oi}},$$

где R_{oi} - начальное значение сопротивления резервированного узла (до изменения температуры), R_{ti} - значение сопротивления после изменения температуры на величину Δt.

ТКС последовательно включенных резисторов (рис.3а) будет

$$\beta_{pi} = \frac{\sum\limits_{j=1}^{n} a_{tij} - \sum\limits_{j=1}^{n} a_{oij}}{\Delta t \sum\limits_{j=1}^{n} a_{oij}} = \frac{\sum\limits_{j=1}^{n} a_{oij}\beta_{ij}\Delta t}{\Delta t \sum\limits_{j=1}^{n} a_{oij}} = \frac{\sum\limits_{j=1}^{n} a_{oij}\beta_{ij}}{\sum\limits_{j=1}^{n} a_{oij}}. \quad (I)$$

Здесь и в последующих формулах n - кратность резервирования.

Для параллельно включенных резисторов (рис.3б) будем иметь

$$\beta_{\rho i}=\frac{\left(\sum\limits_{j=1}^{n}(a_{tij})^{-1}\right)^{-1}-\left(\sum\limits_{j=1}^{n}(a_{oij})^{-1}\right)^{-1}}{\Delta t\left(\sum\limits_{j=1}^{n}(a_{oij})^{-1}\right)^{-1}}= \tag{2}$$

$$=\frac{\left(\sum\limits_{j=1}^{n}\left(a_{oij}(1+\beta_{ij}\Delta t)\right)^{-1}\right)^{-1}-\left(\sum\limits_{j=1}^{n}(a_{oij})^{-1}\right)^{-1}}{\Delta t\left(\sum\limits_{j=1}^{n}(a_{oij})^{-1}\right)^{-1}}.$$

Для последовательно-параллельно включенных резисторов (рис. 3б)

$$\beta_{\rho i}=\frac{\left(\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}a_{tijK}\right)^{-1}\right)^{-1}-\left(\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}a_{oijK}\right)^{-1}\right)^{-1}}{\Delta t\left(\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}a_{oijK}\right)^{-1}\right)^{-1}}= \tag{3}$$

$$=\frac{\left(\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}a_{oijK}(1+\beta_{ijK})\right)^{-1}\right)^{-1}-\left(\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}a_{oijK}\right)^{-1}\right)^{-1}}{\Delta t\left(\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}a_{oijK}\right)^{-1}\right)^{-1}},$$

где $m=\sqrt{n}$.

Для параллельно-последовательно включенных резисторов (рис.3 г)

$$\beta_{\rho i} = \frac{\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}(a_{tijK})^{-1}\right)^{-1} - \sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}(a_{oijK})^{-1}\right)^{-1}}{\Delta t\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}(a_{oijK})^{-1}\right)^{-1}} = \tag{4}$$

$$= \frac{\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}\left(a_{oijK}(1+\beta_{ijK}\Delta t)\right)^{-1}\right)^{-1} - \sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}(a_{oijK})^{-1}\right)^{-1}}{\Delta t\sum\limits_{K=1}^{m}\left(\sum\limits_{j=1}^{m}(a_{oijK})^{-1}\right)^{-1}},$$

где $m = \sqrt{n}$.

На вычислительной машине реализуются случайные значения сопротивления и ТКС резистора для всех классов точности и разных номиналов. Программирование проводилось на языке ФОРТРАН. Вычислялся ТКС для всех видов резервирования (объем выборки N =5000, кратность резервирования n =2-10,16,25), по формулам (I), (2), (3) и (4) с последующей обработкой полученного случайного массива вычислялись его статистические характеристики.

Полученные результаты дают возможность независимо от вида резервирования, класса точности и номинального значения сопротивления резисторов сделать следующие заключения:

I. Среднее значение ТКС не изменяется и остается таким же, что для нерезервированного резистора.

2. Среднеквадратическое отклонение ТКС уменьшается.

3. Вид распределения плотности вероятности случайного

значения ТКС резервированного узла является нормальным.

4. На основании расчетов получается рекурентная формула

$$\sigma_{\beta_p} = \frac{\sigma_\beta}{\sqrt{n}},$$

где σ_β - среднеквадратическое отклонение ТКС нерезервированного резистора, σ_{β_p} - среднеквадратическое отклонение ТКС резервированного узла, n - кратность резервирования.

5. Для среднеомных металлопленочных резисторов методом резервирования можно уменьшить разброс ТКС и соответственно приблизить к нулю средние значения.

Поступила I.06.1983 Кафедра радиотехники

ЛИТЕРАТУРА

I. Я.И.Френкель, Теория электрических контактов между металлами, ЖЭТФ, т.I6, вып.4, 1946.

2. Т.А.Рычина, Электрорадиоэлементы, М., "Советское радио", 1976, 336 с.

3. К.И.Мартюшов, Ю.В.Зайцев, Резисторы, М., "Энергия", 1966, 216 с.

გ. კუჭავა

მეტალური რეზისტორების წინაღობის ტემპერატურული კოეფიციენტის გაბნევის შემცირება

რეზიუმე

რადიოტექნიკისა და მიკროელექტრონიკის განვითარების თანამედროვე ეტაპზე ფართო გამოყენება ჰპოვა სხვადასხვა მეტალებისა და შენადნობების თხელმა ფენებმა. შესაბამისად ამისა მკვლევარების წინაშე დგას საკითხი მათი თვისებების ყოველმხრივი შესწავლისა. მიკროსქემების წარმოებაში დიდ ინტერესს იწვევს ვარგისი ელემენტების დამზადების პროცენტის გაზრდისა და ამასთან დაკავშირებით თხელი მეტალური ფენებით შექმნილი რეზისტორების არასტაბილურობის შესწავლის ამოცანა.

ნაშრომში მოცემულია ტემპერატურული არასტაბილურობის თხელფენიან რეზისტორებზე გავლენის შემცირების მეთოდიკა.

G.Kuchava

REDUCTION OF SCATTERING OF THE RESISTANCE TEMPERATURE COEFFICIENT OF METAL FILM RESISTORS

Summary

At the present stage of development of radio-and microelectronics thin films of various metals and alloys are widely used. Hence the urgent need for an all-round study of their properties. In the field of microcircuits considerable interest attaches to an increased production of durable elements; this, in turn, is related to the study of the instability of the properties of resistors based on thin

films.

A method is proposed for reducing the effect of the temperature instability of thin film resistors and quantitative estimations of the results are given.

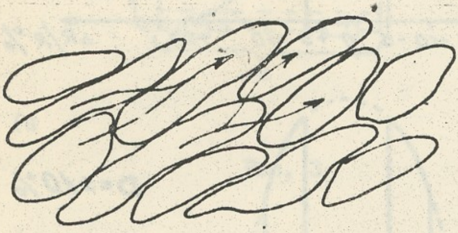


Рис. I

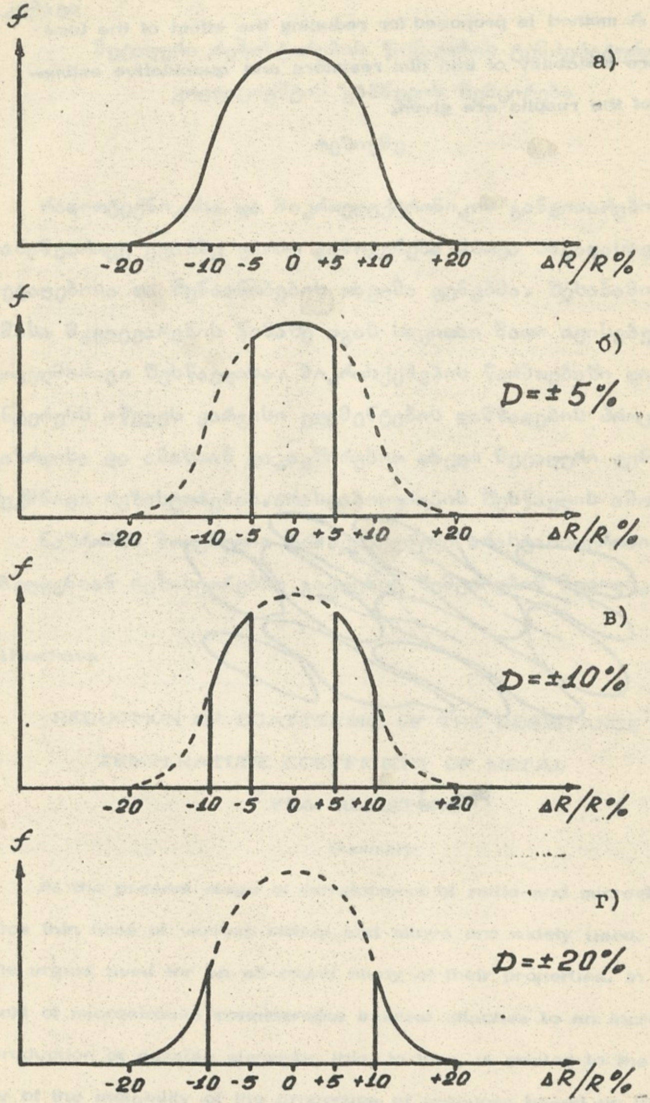

f
а)
-20
-10
-5
0
+5
+10
+20
ΔR/R%
f
б)
D=±5%
-20
-10
-5
0
+5
+10
+20
ΔR/R%
f
в)
D=±10%
-20
-10
-5
0
+5
+10
+20
ΔR/R%
f
г)
D=±20%
-20
-10
-5
0
+5
+10
+20
ΔR/R%

Рис. 2

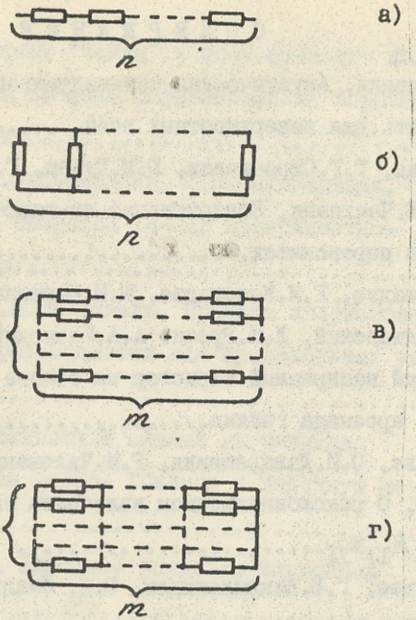


Рис. 3

СОДЕРЖАНИЕ

შ ი ნ ა ა რ ს ი

C O N T E N T S

Редактор издательства Л.АБУАШВИЛИ

Подписано в печать 22.12.83 УЭ 04076
Бумага 60x84 Усл.печ.л. 15, Уч.-изд.л. 9,84
Тираж 300 Заказ 107 Цена 1р.10 к.

Издательство Тбилисского университета,
Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 14
Типография Тбилисского университета,
Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 1