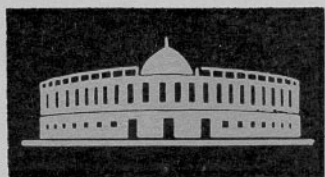


ISSN 0367-2026

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ



ЧАСТИЦ

И АТОМНОГО

ЯДРА

ФЕИД

1994 том 25 выпуск 5



JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

PHYSICS
OF ELEMENTARY
PARTICLES
AND ATOMIC
NUCLEI

PARTICLES & NUCLEI

SCIENTIFIC REVIEW JOURNAL

Founded in December 1970

VOL.25

PART 5

Six issues per year

DUBNA 1994

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФИЗИКА
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ
ЧАСТИЦ
И АТОМНОГО
ЯДРА

ЭЧАЯ

НАУЧНЫЙ ОБЗОРНЫЙ ЖУРНАЛ

Основан в декабре 1970 года

ТОМ 25

ВЫПУСК 5

Выходит 6 раз в год

ДУБНА 1994

Главный редактор

А.М.БАЛДИН

Редакционная коллегия:

В.Л.АКСЕНОВ

(зам. главного редактора),

П.Н.БОГОЛЮБОВ,

С.К.БРЕШИН,

В.В.ВОЛКОВ,

Ц.Д.ВЫЛОВ,

Ю.П.ГАНГРСКИЙ,

В.П.ДЖЕЛЕПОВ,

И.С.ЗЛАТЕВ,

П.С.ИСАЕВ

(ответственный секретарь),

В.Г.КАДЫШЕВСКИЙ

(зам. главного редактора),

К.КАУН,

Д.КИШ,

Н.Я.КРОО,

Р.М.ЛЕБЕДЕВ,

М.Г.МЕЩЕРЯКОВ,

И.Н.МИХАЙЛОВ,

НГУЕН ВАН ХЪЕУ

(зам. главного редактора),

Ю.Ц.ОГАНЕСЯН,

Ю.П.ПОПОВ,

А.Н.СИСАКЯН,

В.Г.СОЛОВЬЕВ

(зам. главного редактора),

А.Н.ТАВХЕЛИДЗЕ,

А.А.ТЯПКИН,

А.И.ХРЫНКЕВИЧ,

Ч.К.ШИМАНЕ

Редакторы

Е.К.Аксенова, тел. 65-165,

Э.В.Ивашкевич

TWISTOR-LIKE APPROACH IN THE GREEN — SCHWARZ $D = 10$ SUPERSTRING THEORY

I.A.Bandos, A.A.Zheltukhin

Kharkov Institute of Physics and Technology 310108, Kharkov, Ukraine

The Lagrangian and Hamiltonian mechanics of a recently proposed twistor-like Lorentz harmonic formulation of the $D = 10$, $N = 16$ Green — Schwarz superstring are discussed. The equations of motion are derived and the classical equivalence of this formulation to the standard one is proved. Presented is the complete set of the covariant and irreducible first-class constraints generating the gauge symmetries of the theory, including κ -symmetry. The algebra of all gauge symmetries and symplectic structure characterizing the set of second-class constraints are derived. Thus, basis for the covariant BRST-BFV quantization of $D = 10$ superstring in the twistor-like approach is built.

Изучаются лагранжева и гамильтонова механики $D = 10$, $N = 16$ суперструны Грина — Шварца в твисторном подходе. Твисторные переменные реализуются в форме спинорных лоренцевых гармоник. Выводятся уравнения движения суперструны и доказывается классическая эквивалентность твисторной и стандартной формулировок теории. Строится полный набор неприводимых, ковариантных связей первого рода, генерирующих калибровочные симметрии действия суперструны, включая κ -симметрию, и приводится их алгебра. Представляется симплектическая структура алгебры ковариантных связей второго рода. Обсуждается процедура ковариантного БРСТ-ЮФВ десятимерной суперструны.

1. INTRODUCTION

Superstrings in $D = 10$ [1,2,3] are discussed as the possible basis for building the selfconsistent quantum theory of gravity and the Unified theory of all the interactions. However, its covariant quantization is hampered by the problem of κ -symmetry covariant description because this fermionic symmetry [4] is infinitely reducible in the standard superstring formulation [1,2]. Unfortunately, the existing modern schemes [5—7] of covariant quantization have been developed only for the systems with the finite level of the constraint reducibility. (Remember, that such a problem appears already in the superparticle theory [8,3]).

The progress in solving the problem of covariant quantization is necessary for the correct choice of the superstring ground state, among the infinite number of solutions for $D = 10$ superstring compactification. As a result the infinitely many different effective 4-dimensional theories have appeared instead of the unique 10-dimensional one [9].

One way to solve the problem of covariant superstring quantization is to use the fact that the reducibility level of the symmetries is not invariant under possible reformulations of the theory [5—7]. In other words, two classically equivalent theories may have different level of reducibility of their symmetries. Thus some formulation of superstring theory, which includes auxiliary variables and is classically equivalent to the standard formulation [1—3], may have either finite level of the reducibility of κ -symmetry or even irreducible κ -symmetry*.

This way has been opened in the pioneer works of Nissimov, Pacheva and Solomon [14—16]. They have extended the phase space of $D = 10$, $N = 2$ Green — Schwarz superstring by adding the vector $SO(1,9)/[SO(1,1) \otimes SO(8)]$ harmonic variables $(u_m^{[\pm 2]}, u_m^{(i)})$ (see [13]) with two light-like vectors $u_m^{[\pm 2]}$ being replaced by the bilinear combinations of the $D = 10$ bosonic spinors $v^{\alpha\pm}$: $u_m^{[\pm 2]} = v^{\alpha\pm} \sigma_{m\alpha\beta} v^{\beta\pm}$.

The characteristic feature of the approach [14—17] is the formulation of the action functional in the Hamiltonian formalism with using the Lagrange multipliers method. The «harmonic» variables $(v^{\alpha\pm}, u_m^{(i)})$ and the momentum degrees of freedom canonically conjugated to them are involved into the action principle through the constraints which are chosen in such a way, that the additional variables are pure gauge ones. Thus equivalence of the «harmonic» superstring formulation [14—16] with the standard Green — Schwarz one is reached.

*Another way consists in attempts to extend the quantization scheme, developed by Batalin and Vilkovisky [6], to the case of systems with infinitely reducible symmetries (see [9—12] and Refs. therein). Such extensions use an infinitely reducible gauge-fixing conditions and produce free type effective actions including infinite number of fields for superparticles and superstrings.

However, the straightforward extension of the BV prescription [6] for the systems with infinitely reducible constraints leads to the well-known troubles [10,11]. So, the cohomologies of the superparticle BRST operator, calculated in this way differ from the state spectrum of the Brink — Schwarz superparticle obtained from the quantization in the light-cone gauge (see [10,11]). To achieve the correct BRST cohomology (i.e., state spectrum) it is necessary to modify not only BV -quantization prescription, but also the initial superparticle or superstring formulation. However, after this step, the second way is reduced to a variant of the first one.

The use of these variables permits Nissimov, Pacheva and Solomon to solve the problem of the covariant decomposition of the Grassmannian constraints into the irreducible first and second class ones. The second class fermionic constraints were transformed into the first class constraints using the introduced auxiliary fermionic variables, and the covariant quantization of the Brink — Schwarz superparticle and Green — Schwarz superstring theories was carried out [14—16] (see also [17]).

In parallel, the twistor approach [58] to superparticle and superstring theories has been developed [24—40, 42, 43, 45, 46]. It is closely related with the approach of Nissimov, Pacheva and Solomon, in particular, both approaches use bosonic spinor variables as the auxiliary ones. However, the twistor approach puts forward the new concept explaining the nature of the set of auxiliary bosonic spinor variables necessary for the covariant decomposition of the Grassmannian constraints of superparticle or superstring theories. This concept proposed in Refs. [28—30] interprets the chosen bosonic spinor variables as the «superpartners» of the target superspace Grassmannian coordinate field θ^{aI} with respect to worldsheet supersymmetry.

Such a treatment of the bosonic spinor variables reduces the arbitrariness in their choice and, in particular, fixes their number to be equal to $N(D - 2)$, where N is the number of the target space supersymmetries and D is the dimension of target space-time.

On the base of the twistor approach the «mysterious» κ -symmetry is presented as the nonlinearly realized worldsheet supersymmetry when all auxiliary fields are excluded using their equations of motion [28—30].

In the frame of the superfield realization of the twistor approach the infinitely reducible κ -symmetry with algebra being closed only on mass shell is replaced by the local world-sheet supersymmetry transformations [28, 29, 30], which are irreducible and have the algebra closed off mass shell. So, the twistor approach seems to be a relevant base for the covariant superstring quantization, alternative to that developed in Refs. 14, 15, 16, 17.

The doubly supersymmetric superfield action functionals have been proposed for the superparticle and heterotic superstring in $D = 3, 4, 6, 10$ [28—32], [34—40] as well as for $D = 3, N = 2$ Green — Schwarz superstring [59]. There are some problems in the construction of such superfield action functionals for $N = 2$ Green — Schwarz superstrings in $D = 4, 6, 10$ [59]), and, up to now, this problems is open. Nevertheless, the component twistor formulation [19, 23, 46] exists for these cases. These formulations are related to the discussed superfield ones rewritten in terms of components, when all the auxiliary variables, except for the bosonic spinor ones, are removed from the action using algebraic motion equations. Therefore, in twistor-like component superstring formulations [19, 23, 46] the world-sheet

supersymmetry is realized nonlinearly, i.e., is represented as a κ -symmetry, and its algebra is closed on the mass shell only. However, the κ -symmetry remains irreducible in this formulation, and the number of the auxiliary bosonic spinor variables (twistors) is conserved to be the same as that in superfield ones. Hence, the formulations [19,23,46] still give the possibilities to investigate the machinery of the twistor approach in solving the problems related to the task of the covariant superstring quantization.

$D = 10$, $N = 11B$, supersrtng formulation [23,46], being invariant under the (nonlinearly realized) extended local $n = (8, 8)$ world-sheet supersymmetry, includes in its configurational space two sets of auxiliary Majorana — Weyl bosonic spinor fields (twistor components) $v_{\alpha A}^+(\tau, \sigma)$ and $v_{\alpha \dot{A}}^-(\tau, \sigma)$ ($\alpha = 1, \dots, 16$; $A = 1, \dots, 8$; $\dot{A} = 1, \dots, 8$) taking their values in 8-dimensional s - and c -spinor representations of the «transverse» $SO(8)$ group. These twistor components are the superpartners of the Majorana — Weyl Grassmannian spinors $\theta^{\alpha 1}(\tau, \sigma)$ and $\theta^{\alpha 2}(\tau, \sigma)$ under the discussed world-sheet supersymmetry transformations.

Comprising the considered component twistor-like formulation with the one proposed by Nissimov, Pacheva and Solomon [14,15,16,17] we conclude that they differ not only in the form of the action functionals, but also in the sets of the auxiliary bosonic spinor fields. More exactly one may say that the additional twistor variables in the set [20,21,23] can be obtained by taking the square root of the transverse vector harmonic variables $u_m^{(i)}$ belonging to the NPS set [14—17]. In other words, the harmonic fields [14—17] are composite objects constructed from the twistor variables [20,21,23]. The importance of the latter difference for the problem of the covariant superstring quantization may be shown only by further investigations of the classical and quantum dynamics of supestring in the twistor approach. Now we note only that the square root extraction operation leads to nontrivial consequences in many cases [51].

Note that the auxiliary spinor variables similar to the discussed twistor variables have been previously used by Wiegmann [57] for the description of $N = 1$, $D = 10$ heterotic and Neveu — Schwarz — Ramond fermionic string in the covariant light-cone gauge. The paper [57] is closely related to the Lund — Regge geometric approach [60] and, especially, to its gauge interpretation [61], where the 2-dimensional $SO(1,1)$ and $SO(D - 2)$ gauge fields and the Cartan embedding forms used in [57] have been introduced. However, Wiegmann does not consider the problem of building the covariant Hamiltonian formalism for the original heterotic string phase space extended by the addition of the twistor variables in an arbitrary gauge. Instead of it the author of [57] excludes original physical variables of the heterotic string

$\theta^\alpha(\tau, \sigma)$, i.e., the Grassmannian target space spinor coordinates, by means of functional integration. On the other hand, the original phase space of the heterotic string reduced in such a way is extended by the addition of the effective gauge fields [61] generated by the differential forms of embedding. As a result the Hamiltonian structures of the twistor [22,23,46] and effective [57] actions differ in principle.

Taking into account all the above-mentioned reasons we regard the investigation of the Lagrangian and Hamiltonian structures of the $D = 10$, $N = \text{IIB}$ Green — Schwarz superstring in the component twistor-like formulation [22,23,46] as a problem to be paid attention to. This is just the problem suggested for studying in the present paper.

Here we follow the line of papers [18—23, 46] and realize the twistor variables for $D = 10$, $N = \text{IIB}$ Green — Schwarz superstring as the pure spinor Lorentz harmonics which parametrize the $SO(1,9)/[SO(1,1) \otimes SO(8)]$ coset. These harmonics are obtained by taking the square root of the basic vectors of the moving Cartan repere attached to the superstring world-sheet. Newman and Penrose were the first to consider this interpretation of the twistor's components for $D = 4$ [44].

In papers [18,19,62,42,43] the Newman — Penrose dyades were used for the description of the massless superparticles, null superstrings and null supermembranes. In particular, in these papers shown was the principle role of the component twistor formulation for the action of null super- p -branes (i.e. massless superparticles for $p = 0$, null superstring for $p = 1$, null super- p -brane for $p = 2$) in 4-dimensional space-time for the solution of the problem of the covariant constraint splitting and their conversion [7] into the Abelian first class constraints. As a result of the component twistor approach the problem of the covariant BRST-BFV quantization of null super- p -branes in $D = 4$ was solved [42,43].

In the case $D = 4$ the Newman — Penrose dyades are used for building the vector fields $u^{(n)}(\tau, \sigma^M)$ of the Cartan moving repere (an isotropic tetrad [44]) attached to the world hypersheet of (null) super- p -brane. And the twistor-like null super- p -brane action is the first order form functional constructed using the composed vector from these moving frame set.

This observation leads to the generalization of the Lorentz-harmonic approach [18,19,42,43] to the description of superstring and other extended supersymmetric objects (for example, supermembrane) in higher dimensions D [22,23,45,46]. The proposed generalization implies the necessity of the consideration of the D -dimensional spinor harmonics as generalized «dyades». Therefore, if the first order form action with auxiliary vector variables is known, the problem of the twistor-harmonic description of the

superstring (and super- p -branes) imbedded into the D -dimensional space-time is reduced to constructing the realization of the Cartan repere (moving frame system) $u_m^{(n)}(\tau, \sigma^M) \equiv u_m^{(n)}(\xi^\mu)$ in terms of spinor $2^{[D/2]} \times 2^{[D/2]}$ harmonic matrix

$$v_\alpha^a \in \text{Spin}(1, D-1), \quad \alpha = 1, \dots, 2^\nu; \quad a = 1, \dots, 2^\nu \quad (1.1)$$

with $\nu = [D/2]$ or $(D-2)/2$ for Majorana — Weyl spinors in $D = 10 \pmod{8}$ [18–23], [42, 43, 45, 46].

But such task can be solved easily. The orthonormal repere

$$u_m^{(n)} u^{m(l)} = \eta^{(n)(l)} = \text{diag}(1, -1, \dots, -1) \quad (1.2)$$

belongs to the $SO(1, D-1)$ group. The double covering of this group is $\text{Spin}(1, D-1)$. Thus the connection of the repere $u_m^{(n)}$, with harmonic variable matrix v_α^a is defined by means of the «square root» type universal relation

$$u_m^{(n)} \equiv 2^{-\nu} v_\alpha^a (C\Gamma_m)^{\alpha\beta} v_\beta^b (\Gamma^{(n)} C^{-1})_{ab}. \quad (1.3)$$

As the result of Eq.(1.1), the relation (1.3) may be rewritten in the following forms

$$u_m^{(n)} (\Gamma^m C^{-1})_{\alpha\beta} = v_\alpha^a (\Gamma^{(n)} C^{-1})_{ab} v_\beta^b, \quad (1.4a)$$

$$u_m^{(n)} (C\Gamma_{(n)})^{ab} = v_\alpha^a (C\Gamma_m)^{\alpha\beta} v_\beta^b. \quad (1.4b)$$

This is possible because, in general case, the following identities

$$\text{Sp}(v^T C \Gamma_{m_1 \dots m_k} v \Gamma^{(n)} C^{-1}) = 0, \quad (\text{when } k > 1), \quad (1.5a)$$

$$\text{Sp}(v^T C \Gamma_m v \Gamma^{(n_1) \dots (n_k)} C^{-1}) = 0, \quad (\text{when } k > 1) \quad (1.5b)$$

are satisfied for the matrix $v_\alpha^a \in \text{Spin}(1, D-1)$ (1.1)

The relations (1.1)–(1.3) are the basis of the twistor-like Lorentz harmonic approach to super- p -brane theories.

The discussed approach has been named harmonic one, because the condition (1.1) is not realized by expressing the matrix v_α^a as an exponential function of the $\text{Spin}(1, D-1)$ Lie algebra generators; it is realized by the requirement, that v_α^a matrix should satisfy a set of the so-called harmonicity conditions

$$\Xi_M(v) = 0. \quad (1.6)$$

These conditions provide the satisfaction of all the relations (1.5a), (1.5b), as well as of the relations (1.3), by definition. And the use of them is more convenient, than the use of the straightforward exponential parametrization (this fact was evident already in the case of the compact space $SU(2)/U(1)$ [47]).

For the case of $D = 10$ superstring, the matrix v_α^a has one $SO(1,9)$ Majorana — Weyl spinor index $\alpha = 1, \dots, 16$ and one 16-dimensional index a of the right product of the $SO(1,1)$ and $SO(8)$ group. The latter may be decomposed into the two $SO(1,1) \in SO(8)$ invariant subsets of indices $a = (\bar{A}, \bar{\dot{A}})$. Here $A = 1, \dots, 8$ and $\dot{A} = 1, \dots, 8$ are the indices of (s) and (c) spinor representations of $SO(8)$ and $\pm$ symbols denote the Weyl weight under the transformations from $SO(1,1)$ group (which is identified with the Lorentz group of the world-sheet in the formulation [22,23,46]). Correspondingly, the 16×16 harmonic matrices v_α^a are decomposed into the two 16×8 blocks [20,21]

$$v_\alpha^a = (v_{\alpha A}^+, v_{\alpha \dot{A}}^-), \quad (1.7)$$

which transform covariantly under the left $SO(1,9)$ and right $SO(1,1) \otimes SO(8)$ transformations.

The corresponding $SO(1,9)_L \otimes [SO(1,1) \otimes SO(8)]_R$ invariant splitting of the composed Cartan repere (1.3) has the following form

$$u_m^{(n)} \equiv (u_m^{(0)}, u_m^{(1)}, \dots, u_m^{(9)}) \equiv (u_m^{(f)}, u_m^{(i)}), \quad (1.8a)$$

$$u_m^{(f)} = (u_m^{(0)}, u_m^{(9)}) = \left(\frac{1}{2} (u_m^{[+2]} + u_m^{[-2]}), \frac{1}{2} (u_m^{[+2]} - u_m^{[-2]}) \right), \quad (1.8b)$$

$$u_m^{(i)} = (u_m^{(1)}, \dots, u_m^{(8)}), \quad (1.8c)$$

where the vectors $u_m^{[\pm 2]}$, $u_m^{(i)}$ are defined by the relations [20,21]

$$u_m^{[+2]} = \frac{1}{8} (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_A^+) \equiv \frac{1}{8} v_{\alpha A}^+ \tilde{\sigma}_m^{\alpha\beta} v_{\beta A}^+, \quad (1.9a)$$

$$u_m^{[-2]} = \frac{1}{8} (v_{\dot{A}}^- \sigma_m v_{\dot{A}}^-), \quad (1.9b)$$

$$u_m^{(i)} = \frac{1}{8} (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_{\dot{A}}^-) \gamma_{AA}^i. \quad (1.9c)$$

The contracted $SO(1,9)$ spinor indices are omitted in (1.9b), (1.9c) and in the following formulas.

The harmonicity conditions (1.6) have the following form in the discussed case [20—23,46]

$$\Xi_{m_1 \dots m_4} = u^{m(n)} \eta_{(n)(l)} \Xi_{m_1 \dots m_4 m}^{(l)} = 0, \quad (1.10a)$$

$$\Xi_0 \equiv u_m^{[-2]} u^{m[+2]} - 2 = 0, \quad (1.10b)$$

where the expression

$$\Xi_{m_1 \dots m_5}^{(n)} \equiv \text{Sp} (v^T \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_5} v \sigma^{(n)}) \equiv v_\alpha^a (\tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_5})^{\alpha\beta} v_\beta^b (\sigma^{(n)})_{ab} = 0 \quad (1.11)$$

vanishes as the consequence of Eqs. (1.10a) [46]. The last expression of the type (1.5a) vanishes identically because of the antisymmetric property of the matrix $(\tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_3})^{\alpha\beta}$ under the spinor index permutations.

The repere orthogonality conditions (1.2) are satisfied as the common consequence of the expressions (1.9), the conditions (1.10a) and the famous identity

$$\tilde{\sigma}_m^{\alpha\{\beta} \tilde{\sigma}^{\gamma\delta\}m} \equiv \frac{1}{3} (\tilde{\sigma}_m^{\alpha\beta} \tilde{\sigma}^{\gamma\delta m} + \text{cyclic permutations } (\alpha, \beta, \gamma)) = 0. \quad (1.12)$$

The normalization conditions for the composed repere (1.2), (1.9) are satisfied due to the harmonicity conditions (1.10a), (1.10b) and due to the identity (1.12).

Thus, the orthonormal repere in $D = 10$ space-time was constructed in terms of generalized dyades. So, after the construction of the first-order form superstring action using the auxiliary vector variables $n_m^{[\pm 2]}$, which belong to the moving frame system (repere), the twistor-like form of the superstring action can be achieved by the simple replacement of the $n_m^{[\pm 2]}$ by the composed vectors $u_m^{[\pm 2]}$ (1.9).

In such a way the action for $D = 10$, $N = 11B$ superstring was constructed [22,23].

Here we continue the program outlined in Refs. 22,23.

Lagrangian and Hamiltonian mechanics of the twistor-like Lorentz harmonic formulation of the superstring are constructed. The equations of motion are derived. The constraints decomposition onto the covariant and irreducible first and second class ones is carried out. We compute the algebra of the gauge symmetries of the theory in the Hamiltonian formalism and present the symplectic structure characterizing the set of the second class constraints. Thus we get all necessary information for the conversion of the second class constraints into Abelian first class ones (see [7]), forthcoming construction of the classical BRST charge and covariant quantization, which are the subjects of future works.

The paper is organized as follows.

To make clear the forthcoming description of superstring in twistor-like formulation we consider the bosonic string formulation with auxiliary vector variables in detail. This is done in Section 2, where the derivation of the motion equation and the construction of the Hamiltonian formalism for systems with harmonic variables are discussed using this simple example. For the reader convenience, the description is closed in this section.

In Section 3 we describe the twistor-like Lorentz harmonic superstring formulation [22,23] and discuss its equivalence to the standard one [1,3]. Here we derive all the equations of motion for the discussed superstring formulation.

Section 4 is devoted to the construction of the Hamiltonian formalism.

The primary constraints are derived and the so-called covariant momentum densities for the harmonic variable are introduced in Subsection 4.1. It is demonstrated that these momentum variables generate the current algebra of the $SO(1,9)$ on the Poisson brackets.

In Subsection 4.2 the Dirac prescription of the checking the constraint conservation during evolution is carried out, the covariant and irreducible first class constraints are derived.

In Section 5 the first class constraints are redefined. This redefinition leads to the simplification of the algebra generated by them on the Poisson brackets. Such algebra is presented in Subsection 5.1. The symplectic structure of the second class constraint system is derived in Subsection 5.3. The relation between the well-known Virasoro constraints and the reparametrization symmetry generators of the twistor-like formulation [22,23] is discussed in Subsection 5.3.

Our notations for the Majorana — Weyl spinor indices in $D = 10$ coincide with ones from Refs. 14,15 except for another choice of metric signature (see Eq.(1.2)).

2. BOSONIC STRING IN THE CARTAN MOVING FRAME FORMULATION

2.1. Action Principle and Equations of Motion. To make more clear the forthcoming description of superstring in twistor-like Lorentz-harmonic approach we consider the bosonic string formulation with the following action functional

$$S \equiv \int d^2\xi L(\xi) = \int d^2\xi e(\xi) (-(\alpha')^{-1/2} e_f^\mu \partial_\mu x_n^m \{f\}_m + c). \quad (2.1)$$

This formulation uses two D -dimensional vector fields $n_m^{\{f\}} = (n_m^{(0)}, n_m^{(D-1)})$ belonging to the Cartan repere (moving frame system) $n_m^{(l)} = (n_m^{\{f\}}, n_m^{(i)})^*$ attached to the string world-sheet and defined by the orthonormality conditions

$$\eta^{(n)(l)} \equiv n_m^{(n)} n_m^{(l)} - \eta^{(n)(l)} = 0, \quad (2.2)$$

(where the Minkowski metric tensor $\eta^{(n)(l)} = \text{diag}(+, -, \dots, -)$). Other additional set of the used auxilliary fields is the world-sheet zweinbein $e_\mu^f(\xi)$ ($\mu = (\tau, \sigma); f = 0, 1$);

$$e_g^\mu e_\mu^f = \delta_g^f, \quad e_\mu^f e_\nu^g = \delta_\mu^\nu, \quad e \equiv \det(e_\mu^f). \quad (2.3)$$

The two-dimensional Lorentz group $SO(1, 1)$ acts on the flat indices f, g of the zweinbein $e_\mu^f(\xi)$ as well as on the 2-valued index $\{f\}$ numbering the vectors from the set $n_m^{\{f\}}(\xi)^{**}$. The basis of a two-dimensional vector space may be always chosen to be composed from two light-like vectors with the definite and opposite weights under the $SO(1, 1)$ group. Thus it is convenient to work in terms of the light-like zweinbein components

$$\begin{aligned} e_\mu^f &= \left(\frac{1}{2} (e_\mu^{[+2]} + e_\mu^{[-2]}), \frac{1}{2} (e_\mu^{[+2]} - e_\mu^{[-2]}) \right), \\ e_\mu^f &= \left(\frac{1}{2} (e_\mu^{[+2]} + e_\mu^{[-2]}), \frac{1}{2} (e_\mu^{[+2]} - e_\mu^{[-2]}) \right), \\ e_\mu^{[+2]} e_\mu^{[+2]} &= 0 = e_\mu^{[-2]} e_\mu^{[-2]}, \\ e_\mu^{[+2]} e_\mu^{[-2]} &= 2 = e_\mu^{[-2]} e_\mu^{[+2]}, \\ \epsilon^{\mu\nu} &= \frac{1}{2} e (e^{\mu[+2]} e^{\nu[-2]} - e^{\mu[-2]} e^{\nu[+2]}), \\ (\epsilon^{01} &= -\epsilon_{01} = 1), \end{aligned} \quad (2.4)$$

* The Latin letter l in the round brackets $n_m^{(l)}$ denotes the number of a vector from the moving frame set $n_m^{(0)}, n_m^{(1)}, \dots, n_m^{(D-1)}$. It is convenient to separate all the repere vectors $n_m^{(l)}$ into two sets $n_m^{(l)} = (n_m^{\{f\}}, n_m^{(i)})$, where $i = 1, \dots, D-2$ and $f = 0, 1$ (so $n_m^{(0)} = n_m^{(0)}$ and $n_m^{(1)} = n_m^{(D-1)}$).

**Thus the $SO(1, 1)$ subgroup of the target space Lorentz group $SO(1, D-1)$ (acting on the repere variables matrix $n_m^{(l)}$ from the right) is identified with the Lorentz group of the string world-sheet in the discussed formulation (comprise with [22, 23]).

$$\begin{aligned}
g^{\mu\nu} &= \frac{1}{2} (e^{\mu[+2]} e^{\nu[-2]} + e^{\mu[-2]} e^{\nu[+2]}), \\
\sqrt{-g} &\equiv e, \quad \delta_\mu^\nu = \frac{1}{2} (e_\mu^{[+2]} e^{\nu[-2]} + e_\mu^{[-2]} e^{\nu[+2]}), \\
\varepsilon_{\mu\nu} e^{\mu[-2]} e^{\nu[+2]} &= 2/e,
\end{aligned} \tag{2.4}$$

and light-like vectors

$$\begin{aligned}
n_m^{\{f\}} &= \left(\frac{1}{2} (n_m^{[+2]} + n_m^{[-2]}), \frac{1}{2} (n_m^{[+2]} - n_m^{[-2]}) \right), \\
n_m^{[\pm 2]} &= n_m^{\{0\}} \pm n_m^{\{1\}} = n_m^{(0)} \pm n_m^{(D-1)}, \\
n_m^{[+2]} n^{m[+2]} &= 0 = n_m^{[-2]} n^{m[-2]}, \quad n_m^{[+2]} n^{m[-2]} = 2
\end{aligned} \tag{2.5}$$

(comprise with Eqs. (1.8b))*.

The variation of the action (2.1) with respect to the inverse zweibeins e_f^μ gives the following relation

$$e_f^j(\xi) = \partial_\mu x^m n_m^{\{f\}} / c(\alpha')^{1/2}, \tag{2.6}$$

which is the simple expression for the soldering form $e^f(d\xi, \xi) = d\xi^\mu e_\mu^f(\xi)$ of the world-sheet, induced by embedding of the world-sheet into the D -dimensional Minkowski space-time. Taking into account Eq. (2.6), we may exclude the auxiliary zweibein field from the action (2.1)

$$-(\alpha')^{1/2} e_f^\mu \partial_\mu x^m n_m^{\{f\}} = -2ce = -2 \det(\partial_\mu x^m n_m^{\{f\}}), \tag{2.7}$$

$$S_{V-Z} = -(\alpha')^{-1} \int d^2\xi \det(\partial_\mu x^m n_m^{\{f\}}). \tag{2.8}$$

The resulting action (2.8) coincides with one from Ref. 41, where the auxiliary vector fields from Cartan moving repere had been introduced for the first time for building string and superstring actions.

Thus the action (2.1) is the first order form representation for the «antisymmetric» action from Ref. 41.

Now let's discuss the relation of the discussed string formulation (2.1) with the standard Dirac — Nambu — Goto and Polyakov ones.

*In such form the coincidence of the repere variables $n_m^{\{f\}}$ with the vector harmonics from Ref. 13 is evident. However, the repere variables were used for the first time for the string and superstring description in Ref. 41.

It should be proved below, that the variation of the action (2.1) with respect to the auxiliary vector fields $n_m^{\{f\}}(\xi)$ leads to the following nontrivial equation

$$\partial_\mu x^m n_m^{(i)} = 0, \quad (2.9)$$

which means that the vectors $n_m^{(i)}$ are orthogonal to the string world-sheet. Eqs. (2.6), (2.9) and the completeness of the moving frame system

$$n_m^{(n)} \eta_{(n)(l)} n_p^{(l)} = \eta_{mp}$$

give possibility to express $\partial_\mu x^m(\xi)$ through $n_m^{\{f\}}(\xi)$

$$\partial_\mu x^m(\xi) = c(\alpha')^{1/2} e_\mu^g \eta_{gf} n_m^{\{f\}}, \quad (2.10a)$$

and vice versa

$$n_m^{\{f\}} = c^{-1} (\alpha')^{-1/2} \eta^{fg} e_g^\mu \partial_\mu x_m. \quad (2.11)$$

Taking into account Eqs. (2.7) and (2.11), as well as the definitions

$$e_f^\mu \eta^{fg} e_g^\nu \equiv g^{\mu\nu}, \quad e = \sqrt{-g},$$

we may rewrite the action S (2.1) in the following form

$$S_p = - (2c\alpha')^{-1} \int d^2\xi \sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\mu x^m \partial_\nu x_m,$$

which is the known string action introduced in Ref. 48. From the other hand Eq. (2.10) leads to the following expression for the induced metric

$$g_{\mu\nu} = \partial_\mu x^m(\xi) \partial_\nu x_m(\xi) / c^2 \alpha', \quad (2.10b)$$

which results in the relation

$$e = \sqrt{-g} = \det^{1/2} (\partial_\mu x^m(\xi) \partial_\nu x_m(\xi)) / c^2 \alpha'. \quad (2.10c)$$

The substitution of Eqs. (2.10a), (2.10c) into the functional (2.1) leads to the Dirac — Nambu — Goto action

$$S_{D-N-G} = - (c\alpha')^{-1} \int d^2\xi (\det (\partial_\mu x^m(\xi) \partial_\nu x_m(\xi)))^{1/2}.$$

At last, the variation of the action S (2.1) with respect to $x^m(\xi)$ gives the equation

$$\partial_\mu (e e_f^\mu n_m^{\{f\}}) = 0, \quad (2.12)$$

which may be rewritten in the standard form (see Ref. 48)

$$\partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu x^m) = 0, \quad (2.13)$$

using Eq. (2.11).

However, the derivation of Eq.(2.9), which is crucial for the conclusion presented above, is not so simple task. First of all note that the variational problem with respect to $n_m^{(l)}$ fields is the problem with conditional extreme due to the necessity to take into account the orthonormality conditions (2.2). It may be reformulated into the variational problem with absolute extreme if we extend the action (2.1) by means of adding the conditions $\Xi^{(n)(l)}$ (2.2) with the corresponding Lagrange multipliers (see [41]). Another way for yielding the right motion equations is to restrict the class of admissible variations $\delta n_m^{(l)}$ by the variations which conserve the orthonormality conditions (2.2). The use of this method does not require the introduction of the Lagrange multipliers and seems to be simpler for the solution of the variational problems characterized by the sophisticated structure of constraints. The same method will be used below for studying $D = 10$ superstring dynamics in the twistor-like formulation [22,23].

2.2. Admissible Variations for Repere Variables. Let's discuss arbitrary set of D independent vector variables $n_m^{(l)}$ in D -dimensional space. The condition of the independence has the form $\det(n_m^{(l)}) \neq 0$. Thus the set of the variables $n_m^{(l)}$ discussed as $D \times D$ matrix belongs to the $GL(D, R)$ group. An arbitrary variation with respect to $n_m^{(l)}$

$$\delta = \delta n_m^{(l)} \partial / \partial n_m^{(l)} \quad (2.14a)$$

may be rewritten in the form

$$\delta = (n^{-1} \delta n)_{(k)}^{(l)} (n_m^{(k)} \partial / \partial n_m^{(l)}). \quad (2.14b)$$

In Eq.(2.14b) $(n^{-1} \delta n)_{(k)}^{(l)} \equiv (n^{-1})_{(k)}^m \partial n_m^{(l)}$ is the Cartan differential form, which is invariant under the left $GL(D, R)$ transformations. The differential operators $n_m^{(l)} \partial / \partial n_{m(k)}$, appeared in (2.14b), may be discussed as the covariant derivatives (see [47]) for the $GL(D, R)$ group.

Let's restrict the right $GL(D, R)$ transformations (acting on the numbers (l) of the vectors $n_m^{(l)}$) to be only from the Lorentz group $SO(1, D-1)$. Then the invariant metric tensor

$$\eta^{(n)(l)} = \text{diag}(+, -, \dots, -)$$

appears and we achieve the possibility of lowering and of rising the indices in the brackets. After this step we may transform Eq.(2.14b) into the form

$$\delta = (n^{-1}\delta n)_{(k)(l)}(n_m^{(k)}\partial/\partial n_{m(l)}) \quad (2.14c)$$

and to decompose the $GL(D, R)$ covariant derivatives $n^{(l)}\partial/\partial n_{(k)}$ onto the symmetric and antisymmetric parts

$$(n\partial/\partial n)^{(k)(l)} = \frac{1}{2}(\Delta^{(l)(k)} + K^{(l)(k)}),$$

$$\Delta^{(l)(k)} = n_m^{(k)}\partial/\partial n_{m(l)} - n_m^{(l)}\partial/\partial n_{m(k)}, \quad (2.15a)$$

$$K^{(l)(k)} = n_m^{(l)}\partial/\partial n_{m(k)} + n_m^{(k)}\partial/\partial n_{m(l)}. \quad (2.15b)$$

The corresponding decomposition of the Cartan differential form is defined by the relations

$$(n^{-1}\delta n)_{(k)(l)} = \tilde{\Omega}_{(k)(l)}(\delta) + S_{(k)(l)}(\delta),$$

$$\tilde{\Omega}_{(k)(l)}(\delta) = (n^{-1}\delta n)_{l(k)(l)} \equiv \frac{1}{2}((n^{-1}\delta n)_{(k)(l)} - (n^{-1}\delta n)_{(l)(k)}), \quad (2.16a)$$

$$S_{(k)(l)}(\delta) = (n^{-1}\delta n)_{l(k)(l)} \equiv \frac{1}{2}((n^{-1}\delta n)_{(k)(l)} + (n^{-1}\delta n)_{(l)(k)}). \quad (2.16b)$$

Taking into account Eqs. (2.15) and (2.16), the expression (2.14) for arbitrary variation may be presented in the form

$$\delta = \frac{1}{2}\tilde{\Omega}_{(k)(l)}(\delta)\Delta^{(l)(k)} + \frac{1}{2}S_{(k)(l)}(\delta)K^{(l)(k)}. \quad (2.17)$$

It is easy to show that $\Delta^{(l)(k)}$ and $K^{(l)(k)}$ operators generate the $gl(D, R)$ Lie algebra

$$[\Delta_{(l_1)(l_2)}, \Delta_{(k_1)(k_2)}] = -2\eta_{(l_1)(l_2)}\Delta_{(k_1)(k_2)} + 2\eta_{(l_2)(l_1)}\Delta_{(k_2)(k_1)}, \quad (2.18a)$$

$$[\Delta_{(l_1)(l_2)}, K_{(k_1)(k_2)}] = 2\eta_{(l_1)(l_2)}K_{(k_1)(k_2)} - 2\eta_{(l_2)(l_1)}K_{(k_2)(k_1)}, \quad (2.18b)$$

$$[K_{(l_1)(l_2)}, K_{(k_1)(k_2)}] = 2\eta_{(l_1)(l_2)}K_{(k_1)(k_2)} - 2\eta_{(l_2)(l_1)}K_{(k_2)(k_1)}, \quad (2.18c)$$

with the subalgebra (2.18a) of the Lorentz group produced by $D(D-1)/2$ $\Delta_{(l)(k)}$ operators. The operators $K_{(l)(k)}$ are related with the factor space

$$GL(D, R)/SO(1, D-1)$$

and the number of them coincides with the number of the orthonormality conditions $\Xi^{(l)(k)}$.

Now it is evident that the admissible variation may include $\Delta_{(l)(k)}$ operators only. This statement is true due to the fact that the Lorentz

rotations are the only transformations which conserve the orthonormality of repere. Let's, however, arrive this statement in a more formal way. This helps us to understand a more complicated case of spinor moving frame variables (i.e., Lorentz harmonics [20—23]).

The action of Δ and K operators on the variables $n_m^{(l)}$ may be easily determined (see Eqs.(2.15))

$$\Delta_{(l_1)(l_2)} n_{(l)m} = 2\eta_{(l)(l_1)} n_{(l_2)m}, \quad (2.19a)$$

$$K_{(l_1)(l_2)} n_{(l)m} = 2\eta_{(l)(l_1)} n_{(l_2)m}. \quad (2.19b)$$

So we have

$$\Delta_{(l_1)(l_2)} \Xi_{(k_1)(k_2)} = 2\eta_{(k_1)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_2)} + 2\eta_{(k_2)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_1)}, \quad (2.20a)$$

$$K_{(l_1)(l_2)} \Xi_{(k_1)(k_2)} = 4\eta_{(k_1)(l_1)} \eta_{(l_2)(k_2)} + 2\eta_{(k_1)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_2)} + 2\eta_{(k_2)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_1)}. \quad (2.20b)$$

Eqs.(2.20) justify the statement that $\Delta_{(l)(k)}$ operators conserve the orthonormality conditions (2.2)

$$\Delta_{(l_1)(l_2)} \Xi_{(k_1)(k_2)} \Big|_{\Xi=0} = 0. \quad (2.21a)$$

At the same time

$$K_{(l_1)(l_2)} \Xi_{(k_1)(k_2)} \Big|_{\Xi=0} = 4\eta_{(k_1)(l_1)} \eta_{(l_2)(k_2)}. \quad (2.21b)$$

Hence the operators $K_{(l)(k)}$ destroy the repere orthonormality. Moreover, the differential form (2.16b), related to the operator $K_{(l_1)(l_2)}$ (see (2.17)), is reduced to the complete differential of the orthonormality condition $\Xi_{(l_1)(l_2)}$ on the surface (2.2)

$$S_{(l_1)(l_2)} \Big|_{\Xi=0} = \frac{1}{2} d\Xi_{(l_1)(l_2)}. \quad (2.21c)$$

So the following variations

$$\delta \Big|_{\Xi=0} = \frac{1}{2} \Omega^{(l)(k)}(\delta) \Delta_{(k)(l)} \quad (2.14d)$$

are admissible (i.e., conserve the repere orthonormality conditions (2.2)).

In Eq. (2.14d) the covariant $SO(1, D - 1)$ derivative has the form (2.15a) and the expressions for the Cartan forms (2.16a) may be reduced to the following ones

$$\Omega^{(k)(l)}(\delta) = \tilde{\Omega}^{(k)(l)}(\delta) \Big|_{\Xi=0} = n_m^{(k)} \delta n^{m(l)} = -n_m^{(l)} \delta n^{m(k)} \quad (2.22)$$

on the surface defined by the orthonormality conditions (2.2).

It is interesting to note, that Eq. (2.14a) may be discussed as the definition of the covariant derivatives $\Delta_{(l)(k)}$. So, $\Delta_{(l)(k)}$ may be understood as the derivatives with respect to the Cartan forms $\Omega^{(k)(l)}(\delta)$.

If the repere variables become the fields living on the world-sheet

$$n_m^{(l)} = n_m^{(l)}(\xi^\mu),$$

then the variational analogs $\tilde{\Delta}(\xi)$ of the operators Δ should be used

$$\tilde{\Delta}^{(k)(l)}(\xi) \equiv n_m^{(l)}(\xi) \delta / \delta n_{m(k)}(\xi) - n_m^{(k)}(\xi) \delta / \delta n_{m(l)}(\xi), \quad (2.23)$$

and we should use the following form of the admissible variation

$$\delta \Big|_{\Xi(\xi)=0} = \frac{1}{2} \int d^2 \xi \Omega^{(l)(k)}(\delta) \tilde{\Delta}_{(k)(l)}(\xi) \quad (2.24)$$

instead of one defined by Eq. (2.14d).

Now we are ready to discuss the derivation of Eq. (2.9).

Taking into account Eq. (2.24), it is easy to see, that the variation of the action (2.1) with respect to the repere fields $n_m^{(l)}$ is defined by the relation

$$\begin{aligned} \delta S &\equiv \int d^2 \xi \delta L(\xi) = \int d^2 \xi e(\xi) (-\alpha')^{-1/2} e_f^\mu \partial_\mu x^m \delta n_m^{(l)} = \\ &= -(\alpha')^{-1/2} \int d^2 \xi e e_f^\mu \partial_\mu x^m \Omega^{(l)(k)}(\delta) (\Delta_{(k)(l)} n_m^{(l)}) (\xi). \end{aligned} \quad (2.25)$$

We stress, that the simple covariant derivative (2.15a) is used in the last part of Eq. (2.25). This is the result of application of the variational derivative (2.23) included in the previous part of this equation.

Hence, we may conclude that:

i) The right equations of motion for the repere fields have the forms of the variations of the action (2.1) with respect to the Cartan forms (2.22)

$$\delta S / \delta \Omega^{(l)(k)}(\delta) = 0. \quad (2.26)$$

(These equations take into account the orthonormality conditions (2.2) automatically);

ii) These equations may be presented in terms of the Lagrangian density and ordinary covariant derivatives as follows

$$\Delta^{(k)(l)} L(\xi) \equiv (n_m^{(l)}(\xi) \partial / \partial n_{m(k)}(\xi) - n_m^{(k)}(\xi) \partial / \partial n_{m(l)}(\xi)) L(\xi) = 0. \quad (2.27)$$

This statement is true for cases, which are similar to the discussed one, where there are no time derivatives of repere fields in the action;

iii) The equations of motion are defined by the result of the action of the ordinary covariant derivatives (2.15a) on the fields $n_m^{(l)}$.

So the equations of motion for the $n_m^{(l)}$ fields have the form

$$e e_f^\mu \partial_\mu x^m \Delta_{(k)(l)} n_m^{\{f\}} = 0. \quad (2.28)$$

We may specify them as follows, using the Eq.(2.19a),

$$e e_f^\mu \partial_\mu x^m n_{m\{k\}} \delta_{(l)}^{\{f\}} = 0. \quad (2.29)$$

Thus it is evident, that motion equations for the fields $n_m^{(l)}$ give nontrivial consequences only for the cases $(k) = \{f\}$ or $(l) = \{f\}$. The equations (2.29) are satisfied identically when $(k) \neq \{f\}$ and $(l) \neq \{f\}$. This is the consequence of the gauge $SO(8)$ symmetry of the discussed action (2.1). The operators $\Delta^{(i)(l)}$ generate these transformations.

Eq.(2.29) is reduced to the following relation

$$e e_f^\mu \partial_\mu x^m n_{m\{g\}} = 0, \quad (2.30)$$

when both the indices (k) and (l) belong to the $\{f\}$ -set. Eq.(2.30) is satisfied identically if Eq.(2.6) is taken into account. This fact corresponds to the $SO(1,1)$ gauge symmetry of the discussed action (2.1).

Hence the unique nontrivial consequence of Eq.(2.28) corresponds to the varying of the action with respect to the Cartan form $\Omega^{\{f\}(i)}$ describing the variations from the coset $SO(1, D-1)/[SO(1,1) \times SO(D-2)]$. It has the form of the relation

$$e e_f^\mu \partial_\mu x^m n_m^{(i)} = 0 \quad (2.31)$$

and is equivalent to Eq.(2.9).

Hence, the equations of motion for the discussed bosonic string formulation (2.1) are derived using the variational principle based on the concept of admissible variation (2.22), (2.24) of the repere fields. It is a simple task to derive the same equations of motion using arbitrary variations and the extended action functional completed by the products of the orthonormality conditions (2.2) $\Xi^{(n)(l)}$ on the Lagrange multipliers (see [41] for this approach applied to the second order form action).

However, for the case of twistor-like Lorentz harmonic formulation of superstring (see Section 3) the described form of variational principle simplifies the calculation significantly.

2.3. Hamiltonian Formalism and Covariant Momentum Densities. Now let's discuss the Hamiltonian formalism for the bosonic string formulation (2.1). The first order form of the action principle results in the following fact. All the expressions for momentum density variables

$$P_M(\xi) = -\partial L / \partial(\partial_\tau X^M) \equiv (P_m(\xi), P_{(l)}^m(\xi)), \quad (2.32)$$

canonically conjugated to the configurational space coordinates of the theory

$$X^M(\xi) \equiv (x^m(\xi), n_m^{(l)}(\xi)), \quad (2.33)$$

result in some constraints. For the discussed formulation of the bosonic string these primary constraints have the form

$$P_m - (\alpha')^{-1/2} e e_f^\tau n_m^{(f)} \approx 0, \quad (2.34a)$$

$$P_{(l)}^m \approx 0. \quad (2.34b)$$

However, the repere orthonormality conditions (2.2) should be discussed as the additional primary constraints

$$\Xi^{(n)(l)} \equiv n_m^{(m)} n^{m(l)} - \eta^{(n)(l)} \approx 0 \quad (2.35)$$

if the canonical momentum densities $P_{(l)}^m(\xi)$ for the repere variables $n_m^{(l)}(\xi)$ are used. Such extension of the set of constraints makes the Hamiltonian mechanics more complicated in the discussed case (see [41]). But the corresponding complication for the case of twistor-like formulation of $D = 10$ superstring [22,23] becomes drastic. Indeed, in the formulation [22,23] the complicated harmonicity conditions (1.10), (1.11) appear instead of the orthonormality conditions (2.2).

Henceforth, it is significant to work out the method, which allows one to exclude the conditions similar to (2.2) from the set of constraints and to discuss them as the strong relations. Such a method was used in fact in Refs. 13—17, 20, 21 and was grounded shortly in Ref. 13 for the superparticle case (see also Refs. 49, 18). Here we justify this method in detail for the case of bosonic string formulation (2.1). Such justification makes more clear the forthcoming discussion for the case of twistor-like superstring formulation.

Let's return to the primary constraints (2.34). The first of them (2.34a) may be decomposed into the two relations, using the orthonormality conditions (2.2),

$$P_0^{(f)} \equiv n^{m(f)} P_m \approx (\alpha')^{-1/2} e e^\tau \equiv (\alpha')^{-1/2} e \eta^{\bar{f}g} e_g^\tau, \quad (2.36a)$$

$$P_0^{(l)} \equiv n^{m(l)} P_m \approx 0. \quad (2.36b)$$

Eqs.(2.36) mean that the repere variables may be discussed as the matrix of the Lorentz transformations, which connect an arbitrary coordinate frame with the fixed one, where the string momentum density $P_0^{(l)}$ has only two nonvanishing components (which coincide with the τ -components of the zweibein density $e e_f^\mu$)

$$P_0^{(l)} \equiv (P_0^{(l)}, P_0^{(i)}) = ((\alpha')^{-1/2} e e_f^\tau, 0) = n^{m(l)} P_m. \quad (2.37)$$

Similar interpretation of the Cartan-Penrose representation rewritten in terms of $D = 4$ Lorentz harmonic matrix was given in Ref.18.

Let's extend such interpretation to the case of harmonic sector and form the $SO(1, D-1)_L$ invariant momentum densities

$$P_{(l)(k)} \equiv n_{m(k)} P_{(l)}^m = -n_{m(k)} \partial L / \partial (\partial_\tau n_m^{(l)}). \quad (2.38)$$

After the division of $P_{(k)(l)}$ into the symmetric

$$\Sigma_{(l)(k)} \equiv n_{m(k)} P_{(l)}^m + n_{m(l)} P_{(k)}^m \quad (2.39)$$

and antisymmetric

$$\Pi_{(l)(k)} \equiv n_{m(k)} P_{(l)}^m - n_{m(l)} P_{(k)}^m \quad (2.40)$$

parts, we get $D(D+1)/2$ symmetric and $D(D-1)/2$ antisymmetric constraints equivalent to (2.34b)

$$\Sigma_{(k)(l)} \approx 0, \quad (2.41a)$$

$$\Pi_{(k)(l)} \approx 0. \quad (2.41b)$$

The Poisson brackets are defined by the relations

$$\begin{aligned} [P_M(\tau, \sigma), X^N(\tau, \sigma')]_P &\equiv -[X^N(\tau, \sigma'), P_M(\tau, \sigma)]_P = \\ &= \delta_M^N \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (2.42a)$$

or

$$\begin{aligned} [F, G]_P &\equiv \int d\sigma (\delta F / \delta P_M(\sigma) \delta G / \delta X^M(\sigma) - \delta F / \delta X^M(\sigma) \delta G / \delta P_M(\sigma)) \equiv \\ &\equiv \int d\sigma (\delta F / \delta P_m(\sigma) \delta G / \delta x^m(\sigma) - \delta F / \delta x^m(\sigma) \delta G / \delta P_m(\sigma)) + \\ &+ \int d\sigma (\delta F / \delta P_m^{(l)}(\sigma) \delta G / \delta n_m^{(l)}(\sigma) - \delta F / \delta n_m^{(l)}(\sigma) \delta G / \delta P_m^{(l)}(\sigma)), \end{aligned} \quad (2.42b)$$

where $F \equiv F[X^M(\sigma), P_M(\sigma)]$ and $G \equiv G[X^M(\sigma), P_M(\sigma)]$ are arbitrary functionals defined on the phase space of the system.

It may be justified that the variables $\Sigma_{(k)(l)}(\xi)$ and $\Pi_{(k)(l)}(\xi)$ realize a vector representation of the $gl(D, R)$ current algebra on the Poisson brackets (2.42)

$$\begin{aligned} & [\Pi_{(l_1)(l_2)}(\sigma), \Pi_{(k_1)(k_2)}(\sigma')]_P = \\ & = 2 (\eta_{(l_1)(k_1)} \Pi_{(k_2)(l_2)} - \eta_{(l_2)(k_1)} \Pi_{(k_2)(l_1)}) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (2.43a)$$

$$\begin{aligned} & [\Pi_{(l_1)(l_2)}(\sigma), \Sigma_{(k_1)(k_2)}(\sigma')]_P = \\ & = -2 (\eta_{(l_1)(k_1)} \Sigma_{(k_2)(l_2)} - \eta_{(l_2)(k_1)} \Sigma_{(k_2)(l_1)}) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (2.43b)$$

$$\begin{aligned} & [\Sigma_{(l_1)(l_2)}(\sigma), \Sigma_{(k_1)(k_2)}(\sigma')]_P = \\ & = -2 (\eta_{(l_1)(k_1)} \Pi_{(k_2)(l_2)} + \eta_{(l_2)(k_1)} \Delta_{(k_2)(l_1)}) \delta(\sigma - \sigma'). \end{aligned} \quad (2.43c)$$

The constraints $\Pi_{(k)(l)}$ (2.40) form the representation of the $SO(1, D-1)$ current algebra and, consequently, do not change the constraints (2.35) in the weak sense

$$[\Pi_{(l_1)(l_2)}(\sigma), n_{(l)m}(\sigma')]_P = -2\eta_{(l)(l_1)} n_{(l_2)m} \delta(\sigma - \sigma'), \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} & [\Pi_{(l_1)(l_2)}(\sigma), \Xi_{(k_1)(k_2)}(\sigma')]_P = \\ & = -2 (\eta_{(k_1)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_2)} + \eta_{(k_2)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_1)}) \delta(\sigma - \sigma'). \end{aligned} \quad (2.45)$$

So it is natural to consider $\Pi_{(k)(l)}$ as the (covariant) momentum variables for the degrees connected with Lorentz subgroup $SO(1, D-1)$ of the $GL(D, R)$ group (i.e., to the orthonormal repere).

Contrary to $\Pi_{(k)(l)}$, the symmetric constraints $\Sigma_{(k)(l)}$ don't conserve the orthonormality conditions (2.35). Indeed,

$$\begin{aligned} & [\Sigma_{(l_1)(l_2)}(\sigma), \Xi_{(k_1)(k_2)}(\sigma')]_P = 4\eta_{(k_1)(l_1)} \eta_{(l_2)(k_2)} \delta(\sigma - \sigma') + \\ & + 2 (\eta_{(k_1)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_2)} + \eta_{(k_2)(l_1)} \Xi_{(l_2)(k_1)}) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (2.46)$$

or, in the weak sense,

$$[\Sigma_{(l_1)(l_2)}(\sigma), \Xi_{(k_1)(k_2)}(\sigma')]_P \approx 4\eta_{(k_1)(l_1)} \eta_{(l_2)(k_2)} \delta(\sigma - \sigma'). \quad (2.47)$$

So it is natural to consider the combinations of the phase variables $P_{(l)}^m$ and $n_m^{(l)}$, presented by $\Sigma_{(k)(l)}$ and $\Xi^{(k)(l)}$, as a new canonically conjugated variables describing $D(D+1)/2$ degrees of freedom. Due to their vanishing

in the weak sense, the phase variables $\Xi_{(k)(l)}$ and $\Sigma_{(k)(l)}$ may be excluded from the string dynamics by the transition from Poisson brackets to the Dirac one (see [50])

$$[F, G]_D \equiv [F, G]_P + \frac{1}{4} \int d\sigma [F, \Xi^{(k)(l)}(\sigma)]_P [\Sigma_{(k)(l)}(\sigma), G]_P - \frac{1}{4} \int d\sigma [F, \Sigma_{(k)(l)}(\sigma)]_P [\Xi^{(k)(l)}(\sigma), G]_P. \quad (2.48)$$

The momentum variables, remaining after the exclusion of $\Sigma_{(k)(l)}$, are the covariant momentum densities $\Pi_{(k)(l)}$. So it is important to express the Dirac brackets (2.48) in terms of $\Pi_{(k)(l)}$. With that end in view let us discuss the change of variables from $P_{(l)}^m$ momentum densities to $\Pi_{(k)(l)}$ and $\Sigma_{(k)(l)}$ ones. It is based on the evident relation

$$P^{(l)m} = (n^{-1})_{(r)}^m n_{m'}^{(r)} P^{m'(l)} = (n^{-1})_{(r)}^m P^{(r)(l)} = \frac{1}{2} (n^{-1})_{(r)}^m \Pi^{(r)(l)} + \frac{1}{2} (n^{-1})_{(r)}^m \Sigma^{(r)(l)}. \quad (2.49)$$

Using (2.49) we find that

$$\begin{aligned} \delta/\delta\Pi^{(r)(l)}(\sigma) &= \int d\sigma' \delta P^{(s)m}(\sigma') / \delta\Pi^{(r)(l)}(\sigma) \delta/\delta P^{(s)m}(\sigma') = \\ &= \frac{1}{2} (n^{-1})_{m(r)} \delta/\delta P_m^{(l)} - \frac{1}{2} (n^{-1})_{m(l)} \delta/\delta P_m^{(r)}, \end{aligned} \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} \delta/\delta\Sigma^{(r)(l)}(\sigma) &= \int d\sigma' \delta P_m^{(s)}(\sigma') / \delta\Sigma^{(r)(l)}(\sigma) \delta/\delta P_m^{(s)}(\sigma') = \\ &= \frac{1}{2} (n^{-1})_{m(r)} \delta/\delta P_m^{(l)} + \frac{1}{2} (n^{-1})_{m(l)} \delta/\delta P_m^{(r)} \end{aligned} \quad (2.51)$$

and consequently

$$\delta/\delta P^{(l)m} = n_{m}^{(r)} (\delta/\delta\Pi^{(r)(l)} + \delta/\delta\Sigma^{(r)(l)}). \quad (2.52)$$

Using the representation (2.52), the change of the momentum densities may be done in the Poisson and Dirac brackets. So Eq. (2.48) may be presented in the form

$$\begin{aligned} [F, G]_D &= \int d\sigma (\delta F/\delta P_m(\sigma) \delta G/\delta x^m(\sigma) - \delta F/\delta x^m(\sigma) \delta G/\delta P_m(\sigma)) + \\ &+ \int d\sigma (\delta F/\delta\Pi^{(r)(l)}(\sigma) \tilde{\Delta}^{(r)(l)}(\sigma) G - \tilde{\Delta}^{(r)(l)}(\sigma) F \delta G/\delta\Pi^{(r)(l)}(\sigma)) + \\ &+ \int d\sigma (\delta F/\delta\Sigma^{(r)(l)}(\sigma) \tilde{K}^{(r)(l)}(\sigma) G - \tilde{K}^{(r)(l)}(\sigma) F \delta G/\delta\Sigma^{(r)(l)}(\sigma)) + \\ &+ \frac{1}{4} \int d\sigma [F, \Xi^{(k)(l)}(\sigma)]_P [\Sigma_{(k)(l)}(\sigma), G]_P - \end{aligned}$$

$$- \frac{1}{4} \int d\sigma [F, \Sigma_{(k)(l)}(\sigma)]_P [\Xi^{(k)(l)}(\sigma), G]_P, \quad (2.53)$$

where the variational covariant derivatives $\tilde{\Delta}$ are defined by Eq. (2.23).

Let us discuss some functionals $\tilde{F}$, $\tilde{G}$ which are independent of the $\Sigma_{(k)(l)}(\sigma)$ variables

$$\begin{aligned} \tilde{F} &\equiv \tilde{F}[x^m(\sigma), P_m(\sigma), n_m^{(l)}(\sigma), \Pi_{(k)(l)}(\sigma)], \\ \tilde{G} &\equiv \tilde{G}[x^m(\sigma), P_m(\sigma), n_m^{(l)}(\sigma), \Pi_{(k)(l)}(\sigma)]. \end{aligned} \quad (2.54)$$

The Dirac brackets (2.53) coincide with (the «covariant» version of) the Poisson ones on the class of such functions

$$\begin{aligned} [\tilde{F}, \tilde{G}]_D &= \int d\sigma (\delta\tilde{F}/\delta P_m(\sigma) \delta\tilde{G}/\delta x^m(\sigma) - \\ &- \delta\tilde{F}/\delta x^m(\sigma) \delta\tilde{G}/\delta P_m(\sigma)) + \int d\sigma (\delta\tilde{F}/\delta \Pi^{(r)(l)}(\sigma) \tilde{\Delta}^{(r)(l)}(\sigma) \tilde{G} - \\ &- \tilde{\Delta}^{(r)(l)}(\sigma) \tilde{F} \delta\tilde{G}/\delta \Pi^{(r)(l)}(\sigma)) = [\tilde{F}, \tilde{G}]_P. \end{aligned} \quad (2.55)$$

So, the ordinary Poisson brackets (2.55), together with the strong relations (2.2), may be used for the function with the properties (2.54).

Therefore we are free from the necessity of the inclusion of the orthonormality conditions (2.2) into the list of the Hamiltonian constraints if the phase space includes only the covariant momentum densities $\Pi_{(k)(l)}(\sigma)$ (2.40) for the repere variables. Such momentum densities are characterized by the property

$$[\Pi_{(k)(l)}(\sigma), \Xi^{(k)(l)}(\sigma')]_P \Big|_{\Xi=0} = 0. \quad (2.56)$$

The similar prescription should be used below for the investigation of the Hamiltonian mechanics for the twistor-like superstring formulation [22,23]. It gives the possibility of taking into account the complicated harmonicity conditions (1.10), (1.11) as the «strong» relations and exclude them from the list of Hamiltonian constraints.

To clarify the nature of the covariant momentum densities $\Pi_{(k)(l)}(\sigma)$ let's prove that they may be defined as the derivatives of the Lagrangian density with respect to the τ -components of the Cartan differential form (2.22)

$$\Pi_{(l)(k)}(\sigma) = - \partial L / \partial \Omega_\tau^{(k)(l)}(\sigma). \quad (2.57)$$

The components $\Omega_\mu^{(k)(l)} = (\Omega_\tau^{(k)(l)}, \Omega_\sigma^{(k)(l)}) \equiv \Omega^{(k)(l)}(\partial_\mu)$ of the Cartan differential form $\Omega^{(k)(l)}(d)$ (2.22) with respect to the holonomic basis $d\xi^\mu = (d\tau, d\sigma)$ are defined by the relation

$$\Omega^{(k)(l)}(d) = n_m^{(k)} \delta n^{m(l)} = d\xi^\mu \Omega_\mu^{(k)(l)} = d\tau \Omega_\tau^{(k)(l)} + d\sigma \Omega_\sigma^{(k)(l)}. \quad (2.58)$$

Indeed, using the completeness of the set of differential forms $\tilde{\Omega}^{(k)(l)}(\delta)$ and $S^{(k)(l)}(\delta)$ (2.17), we may decompose the derivative with respect to $\partial_\tau n_m^{(l)}$ as follows

$$\begin{aligned} \partial/\partial(\partial_\tau n_m^{(l)}) &= \frac{1}{2} \tilde{\partial} \tilde{\Omega}_\tau^{(k)(l)} / \partial(\partial_\tau n_m^{(l)}) \partial/\partial \tilde{\Omega}_\tau^{(k)(l)} + \\ &+ \frac{1}{2} \partial S_\tau^{(k)(l)} / \partial(\partial_\tau n_m^{(l)}) \partial/\partial S_\tau^{(k)(l)}. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Multiplying Eq.(2.59) by $n_m^{(s)}$ and taking the antisymmetric part of the resulting expression, we get the relation

$$\partial/\partial \tilde{\Omega}_\tau^{(s)(l)} = n_{m(s)} \partial/\partial(\partial_\tau n_m^{(l)}) - n_{m(l)} \partial/\partial(\partial_\tau n_m^{(s)}). \quad (2.60)$$

Henceforth, the expression (2.57) coincides with (2.40) (see also (2.35)), and we conclude that the covariant momentum density characterizing the property (2.56) is defined by the following expression

$$\Pi_{(l)(k)} = -\partial L / \partial \Omega_\tau^{(k)(l)}(\sigma) = n_{m(l)} P_{(k)}^m - n_{m(k)} P_{(l)}^m. \quad (2.61)$$

Finally, we should note, that the covariant momentum density (2.61) is the «classical analog» for the variational covariant derivative (2.23). This statement means, that the Poisson bracket of $\Pi_{(k)(l)}$ with any admissible functional, defined on the configurational space (2.33), coincides with the action of the variational covariant derivative (2.23) on the same functional

$$[\Pi_{(l)(k)}(\sigma), \tilde{F}[x^m, n_m^{(r)}]]_P = \tilde{\Delta}^{(l)(k)}(\sigma) \tilde{F}[x^m, n_m^{(r)}]. \quad (2.62)$$

The discussed properties (2.56), (2.61), (2.62) of the covariant momentum density $\Pi_{(k)(l)}$ should help us to find the corresponding variable for the twistor-like superstring formulation [22,23] and, thus, to simplify the investigation of its Hamiltonian mechanics (see Section 4).

3. $D = 10$ SUPERSTRING IN TWISTOR-LIKE LORENTZ HARMONIC FORMULATION

3.1. Action Functional. The twistor-like action functional for the $D = 10$, $N = 11B$ superstring has the form [22,23]

$$S = S_1 + S_{W-Z}, \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} S_1 &= \int d^2\xi e(\xi) (- (\alpha')^{-1/2} e_f^\mu \omega_\mu^m n_m^{\{f\}} + c) = \\ &= \int d\tau d\sigma e [- (\alpha')^{-1/2} (e^{\mu|+2|} u_m^{[-2|} + e^{\mu|-2|} u_m^{[+2|}) \omega_\mu^m + c] \equiv \\ &\equiv \int d\tau d\sigma e \left(c + \frac{1}{16} (\alpha')^{-1/2} e^{\mu|+2|} \omega_\mu^m (v_{\bar{A}}^- \tilde{\sigma}_m v_{\bar{A}}^-) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{16} (\alpha')^{-1/2} e^{\mu|-2|} \omega_\mu^m (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_A^+) \right), \end{aligned} \quad (3.1a)$$

$$\begin{aligned} S_{W-Z} &\equiv - (\alpha')^{-1} \int d\tau d\sigma \varepsilon^{\mu\nu} [i \omega_\mu^m (\partial_\nu \theta^1 \sigma_m \theta^1 - \partial_\nu \theta^2 \sigma_m \theta^2) + \\ &\quad + \partial_\mu \theta^1 \sigma^m \theta^1 \partial_\nu \theta^2 \sigma_m \theta^2]. \end{aligned} \quad (3.1b)$$

Here

$$\begin{aligned} \omega_\mu^m &= \partial_\mu x^m - i (\partial_\mu \theta^1 \sigma^m \theta^1 + \partial_\mu \theta^2 \sigma^m \theta^2) \equiv \\ &\equiv \partial_\mu x^m - i (\partial_\mu \theta^{\alpha 1} \sigma_{\alpha\beta}^m \theta^{\beta 1} + \partial_\mu \theta^{\alpha 2} \sigma_{\alpha\beta}^m \theta^{\beta 2}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

are the coefficients of the pullback of the $D = 10$, $N = 2B$ supersymmetric Cartan form [51] on the world-sheet

$$\omega^m = dx^m - i (d\theta^1 \sigma^m \theta^1 + d\theta^2 \sigma^m \theta^2) = d\xi^\mu \omega_\mu^m,$$

$x^m (m = 0, 1, \dots, 9)$ are the ordinary (flat) space-time coordinates and $\theta^{\alpha 1} = (\theta^{\alpha 1}, \theta^{\alpha 2})$ ($\alpha = 1, \dots, 16$) are the fermionic (Grassmannian) coordinates of the $D = 10$, $N = 2B$ superspace which have the properties of Majorana-Weyl spinors with respect to $SO(1,9)$ group. $\sigma_{\alpha\beta}^m$ are the symmetric 16×16 Pauli matrices for $D = 10$ space-time (see [14,15] for the notations). The conventions about the world-sheet zweibeins $e_\mu^{[+2]}$, $e^{\mu[+2]}$ are collected in Eqs.(2.4).

The action (3.1) differs from the trivial supersymmetrization $(\partial_\mu x^m \rightarrow \omega_\mu^m)$ of the repere (moving frame) bosonic string formulation (2.1) by

i) adding the Wess — Zumino term (3.1b) and by

ii) replacement of the fundamental moving frame vectors $n_m^{(l)}$ (2.5) by the compound ones $u_m^{(l)}$ (1.8), (1.9) composed from the bosonic spinor variables (1.1)

$$n_m^{(l)} \rightarrow u_m^{(l)} \equiv \frac{1}{16} \text{Sp} (v^T \tilde{\sigma}_m v \sigma^{(l)}) \equiv \frac{1}{16} v_\alpha^a \tilde{\sigma}_m^{\alpha\beta} v_\beta^b \sigma_{ab}^{(l)}, \quad (3.3)$$

$$v_\alpha^a = (v_{\alpha A}^+, v_{\alpha \dot{A}}^-) \in \text{Spin}(1,9). \quad (3.4)$$

The orthonormality conditions (1.2) for the composed repere (3.3) are the straightforward consequences of the relation (3.4). To arrive the decomposition (1.8), (1.9) of the set of composed moving frame vectors (3.3) the following σ -matrix representation should be used

$$\begin{aligned} \sigma_{ab}^0 &= \text{diag}(\delta_{AB}, \delta_{\dot{A}\dot{B}}) = \tilde{\sigma}^{0ab}, \\ \sigma_{ab}^9 &= \text{diag}(\delta_{AB}, -\delta_{\dot{A}\dot{B}}) = -\tilde{\sigma}^{9ab}, \\ \sigma_{ab}^{(i)} &= \begin{bmatrix} 0 & \gamma_{AB}^i \\ \tilde{\gamma}_{\dot{A}\dot{B}}^i & 0 \end{bmatrix} = -\tilde{\sigma}^{(i)ab}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\sigma_{ab}^{[+2]} \equiv (\sigma^0 + \sigma^9)_{ab} = \text{diag}(2\delta_{AB}, 0) = (\tilde{\sigma}^0 - \tilde{\sigma}^9)^{ab} = \tilde{\sigma}^{[-2]ab},$$

$$\sigma_{ab}^{[-2]} \equiv (\sigma^0 - \sigma^9)_{ab} = \text{diag}(0, 2\delta_{\dot{A}\dot{B}}) = (\tilde{\sigma}^0 + \tilde{\sigma}^9)^{ab} = \tilde{\sigma}^{[+2]ab}.$$

In Eqs. (3.5) γ_{AB}^i are the σ -matrices for $SO(8)$ group (see [3]), $\tilde{\gamma}_{\dot{A}\dot{B}}^i \equiv \gamma_{BA}^i$.

The presence of the Wess — Zumino term (3.1b) in the action (3.1) leads to the invariance of this action under the κ -symmetry transformations which explicit form was presented in Refs. 23,46. There are also evident reparametrization symmetry and the gauge symmetry under the right product of $SO(8)$ and $SO(1,1)$ groups.

The $SO(8)$ gauge symmetry transformations result in the arbitrary rotations of the eight spacelike composed vectors $u_m^{(i)}$ (see Eq.(1.8)) among themselves. And the $SO(1,1)$ ones result in the pseudorotations of the vectors $u_m^{(f)}$. To achieve the invariance of the action functional (3.1), they should be identified with the world-sheet Lorentz group transformations acting on the «flat» indices of the zweibeins e_μ^f (see Eq.(2.4)).

The relations (3.4) together with the gauge symmetry under the right product of $SO(1,1)$ and $SO(8)$ groups permit us to identify the space of harmonic variables $\{(v_{\alpha A}^-, v_{\alpha \dot{A}}^+)\}$ with the coset space $SO(1,9)/[SO(1,1) \otimes SO(8)]$ [22,23,46]. We stress that the so-called «boost»

symmetry is absent in the discussed superstring formulation (3.1) in distinction with the formulations of the $D = 10$ Green — Schwarz heterotic superstring presented in [38,39]. The cause of such distinction shall be discussed below.

3.2. Harmonic Variables, Composed Moving Frame Vectors and Admissible Variations. The relation (3.4) is realized by the requirement that variables $v_{\alpha}^a = (v_{\alpha A}^-, v_{\alpha \dot{A}}^+)$ must satisfy the harmonicity conditions (1.10) [20,21,46]

$$\begin{aligned} \Xi_{m_1 \dots m_4} &= u^{m(n)} \eta_{(n)(l)} \Xi_{m_1 \dots m_4}^{(l)} \equiv \\ &\equiv u^{m(n)} \eta_{(n)(l)} \text{Sp}^T (v \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_4} v \sigma^{(n)}) = 0, \end{aligned} \quad (3.6a)$$

$$\Xi_0 \equiv u_m^{[-2]} u^{m[+2]} - 2 \equiv \frac{1}{8} (v_{\dot{A}}^- \tilde{\sigma}_m v_{\dot{A}}^-) - \frac{1}{8} (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_A^+) - 2 = 0 \quad (3.6b)$$

(We stress that the equality

$$\Xi_{m_1 \dots m_5}^{(n)} \equiv \text{Sp}^T (v \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_5} v \sigma^{(n)}) = 0$$

[20,21] results from Eqs. (3.6a) [46]).

It is easy to see that Eqs. (3.6) kill the $210 + 1 = 211$ degrees of freedom and reduce the numbers of independent variables included in v_{α}^a to $45 = 256 - 211 = \dim \text{SO}(1,9)$. The equivalence of the restrictions (3.6) to the relation (3.4) was discussed in Ref. [46] in detail.

It is necessary to introduce the inverse harmonic matrix

$$(v^{-1})_a^{\alpha} \equiv (v^{-1})_{\alpha}^a \equiv (v_A^{-\alpha}, v_{\dot{A}}^{+\alpha})^T. \quad (3.7)$$

In contradistinction to the case of $D = 4$ [18,42,43,19], its elements cannot be expressed through the harmonic variables $v_{\alpha A}^+, v_{\alpha \dot{A}}^-$ in a simple and covariant way. This is explained by the impossibility to transform the subscript $D = 10$ Majorana — Weyl spinor index into the superscript one, since they describe the representations with different chiralities. Therefore it is convenient to discuss 256 variables $v_A^{-\alpha}, v_{\dot{A}}^{+\alpha}$ as the independent harmonics and to complete the set of harmonicity conditions by the 256 relations of the mutual invertness of the matrices $(v^{-1})_a^{\alpha}$ and v_{α}^a

$$(v^{-1})_a^{\alpha} v_{\alpha}^b = \delta_a^b.$$

$$\Xi_{AB}^{[0]} \equiv v_A^{-\alpha} v_{\alpha B}^+ - \delta_{AB} = 0, \quad \Xi_{AB}^{[-2]} \equiv v_A^{-\alpha} v_{\alpha \dot{B}} = 0,$$

$$\Xi_{AB}^{[+2]} \equiv v_A^{+\alpha} v_{\alpha B}^+ = 0, \quad \Xi_{AB}^{[0]} \equiv v_A^{+\alpha} v_{\alpha B}^- - \delta_{AB} = 0, \quad (3.8)$$

(256 – 256 = 0, consequently additional degrees of freedom are not included in the theory).

Note that the distinction in the $SO(1,1)$ weights $\pm$ for the same $SO(8)$ ((s) or (c) spinor) index structure shall help us to distinguish the harmonics $v_{\alpha A}^-, v_{\alpha A}^+$ (3.4) from the (3.7) ones $v_A^{-\alpha}, v_A^{+\alpha}$ in the expressions, where the $SO(1,9)$ spinor indices are contracted and omitted (see, for example, Eqs.(3.11)).

It is easy to prove that the composed repere vectors $u_m^{(n)}$ (3.3) may be expressed through the inverse harmonic matrix (3.7) as well as through the ordinary one (3.4) (see Eqs.(1.9))

$$u_m^{(l)} \equiv \frac{1}{16} \text{Sp} (\tilde{v} \tilde{\sigma}_m^T v \sigma^{(l)}) = \frac{1}{16} \text{Sp} (v^{-1} \sigma_m (v^{-1})^T \tilde{\sigma}^{(1)}). \quad (3.9)$$

In terms of the harmonic variables $v_{\alpha A}^-, v_{\alpha A}^+$ and $v_A^{-\alpha}, v_A^{+\alpha}$ Eqs.(3.9) may be specified as follows (see Eqs.(1.8), (1.9) and the σ -matrix representation (3.5))

$$u_m^{(l)} = (u_m^{(f)}, u_m^{(i)}) \equiv \left(\frac{1}{2} (u_m^{[+2]} + u_m^{[-2]}), u_m^{(i)}, \frac{1}{2} (u_m^{[+2]} - u_m^{[-2]}) \right), \quad (3.10)$$

$$u_m^{[+2]} = \frac{1}{8} (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_A^+) = \frac{1}{8} (v_A^+ \sigma_m v_A^+) \equiv \frac{1}{8} v_A^{+\alpha} \sigma_{m\alpha\beta} v_A^{+\beta}, \quad (3.11a)$$

$$u_m^{[-2]} = \frac{1}{8} (v_A^- \tilde{\sigma}_m v_A^-) = \frac{1}{8} (v_A^- \sigma_m v_A^-) \equiv \frac{1}{8} v_A^{-\alpha} \sigma_{m\alpha\beta} v_A^{-\beta}, \quad (3.11b)$$

$$u_m^{(i)} = \frac{1}{8} (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_A^-) \gamma_{AA}^i = -\frac{1}{8} (v_A^- \sigma_m v_A^+) \gamma_{AA}^i. \quad (3.11c)$$

The orthonormality conditions (1.2) may be specified as follows

$$u_m^{(n)} u^{m(k)} = \eta^{(n)(k)} = \text{diag} (1, -1, \dots, -1): \quad (3.12)$$

$$u_m^{[+2]} u^{m[+2]} = 0, \quad u_m^{[-2]} u^{m[-2]} = 0, \quad (3.12a,b)$$

$$u_m^{[\pm 2]} u^{m(i)} = 0, \quad (3.12c)$$

$$u_m^{[+2]} u^{m[-2]} = 2, \quad u_m^{(i)} u^{m(j)} = -\delta^{(i)(j)}. \quad (3.12d,e)$$

To justify them explicitly the identity (1.12) and the consequences (1.4) of the harmonicity conditions (3.6), (3.8) should be used (see [46] for details). For the discussed $D = 10$ superstring case the relations (1.4) may be specified as follows

$$u_m^{(l)} \sigma_{\alpha\beta}^m = v_{\alpha}^a \sigma_{ab}^{(l)} v_{\beta}^b: \quad (3.13)$$

$$u_m^{[+2]} \sigma_{\alpha\beta}^m = 2 v_{\alpha A}^+ v_{\beta A}^+, \quad (3.13a)$$

$$u_m^{[-2]} \sigma_{\alpha\beta}^m = 2 v_{\alpha A}^- v_{\beta A}^-, \quad (3.13b)$$

$$u_m^{(i)} \sigma_{\alpha\beta}^m = (v_{\alpha A}^+ v_{\beta A}^- + v_{\beta A}^+ v_{\alpha A}^-) \gamma_{AA}^i, \quad (3.13c)$$

$$u_m^{(l)} \tilde{\sigma}^{m\alpha\beta} = (v^{-1})_a^\alpha \tilde{\sigma}^{(l)ab} (v^{-1})_b^\beta: \quad (3.14)$$

$$u_m^{[+2]} \tilde{\sigma}^{m\alpha\beta} = 2 v_A^+ v_A^{+\beta}, \quad (3.14a)$$

$$u_m^{[-2]} \tilde{\sigma}^{m\alpha\beta} = 2 v_A^- v_A^{-\beta}, \quad (3.14b)$$

$$u_m^{(i)} \tilde{\sigma}^{m\alpha\beta} = - (v_A^{-\alpha} v_A^{+\beta} + v_A^{-\beta} v_A^{+\alpha}) \gamma_{AA}^i, \quad (3.14c)$$

$$u_m^{(l)} \tilde{\sigma}^{ab} (l) = v_\alpha^a \tilde{\sigma}_m^{\alpha\beta} v_\beta^b: \quad (3.15)$$

$$u_m^{[+2]} \delta_{AB} = (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_B^+), \quad (3.15a)$$

$$u_m^{[-2]} \delta_{AB} = (v_A^- \tilde{\sigma}_m v_B^-), \quad (3.15b)$$

$$u_m^{(i)} \gamma_{AB}^i = (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_B^-), \quad (3.15c)$$

$$u_m^{(l)} \sigma_{(l)ab} = (v^{-1})_a^\alpha \sigma_{m\alpha\beta} (v^{-1})_b^\beta: \quad (3.16)$$

$$u_m^{[-2]} \delta_{AB} = (v_A^- \sigma_m v_B^-), \quad (3.16a)$$

$$u_m^{[+2]} \delta_{AB} = (v_A^+ \sigma_m v_B^+), \quad (3.16b)$$

$$u_m^{(i)} \gamma_{AB}^i = - (v_A^- \sigma_m v_B^+). \quad (3.16c)$$

For the forthcoming derivation of the equations of motion let's discuss the concept of an admissible variation for the case of spinor harmonic variables. This is the variation which doesn't destruct the harmonicity conditions (3.6), (3.8) (or, equivalently, the relation (3.4)). Such variation was discussed in detail for the case of the fundamental repere variables in Section (2) (see Eqs.(2.14a)—(2.14d)). Thus we may omit some evident steps in the discussion of the spinor harmonic case.

An arbitrary variation of the variables v_a^α and $(v^{-1})_a^\alpha \equiv v_a^\alpha$

$$\delta = \delta v_a^\alpha \frac{\partial}{\partial v_a^\alpha} + \delta v_a^\alpha \frac{\partial}{\partial v_a^\alpha}, \quad (3.17)$$

may be written in the form

$$\delta = (v^{-1}\delta v)_a^b \left(v_a^a \frac{\partial}{\partial v_b^b} - v_b^a \frac{\partial}{\partial v_a^a} \right), \quad (3.18)$$

where the conditions (3.8) were used explicitly. To specify Eq. (3.18) let's use Eq. (3.11), the consequences (3.13)–(3.16) of the harmonicity conditions and the known identities (see, for example, Refs. 14, 15).

$$S_{\alpha\beta} \equiv S_{\{\alpha\beta\}} = \frac{1}{16} \sigma_{\alpha\beta}^m \text{Sp}(\tilde{\sigma}_m S) + \frac{1}{5!16} (\sigma^{m_1 \dots m_5})_{\alpha\beta} \text{Sp}(\tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_5} S), \quad (3.19a)$$

$$A_{\alpha\beta} \equiv A_{[\alpha\beta]} = -\frac{1}{3!16} (\sigma^{m_1 m_2 m_3})_{\alpha\beta} \text{Sp}(\tilde{\sigma}_{m_1 m_2 m_3} A), \quad (3.19b)$$

$$F_\alpha^\beta = \frac{1}{16} \delta_\alpha^\beta \text{Sp}(F) - \frac{1}{32} (\sigma^{m_1 m_2})_\alpha^\beta \text{Sp}(\sigma_{m_1 m_2} F) + \frac{1}{4!16} (\sigma^{m_1 \dots m_4})_{\alpha\beta} \text{Sp}(\sigma_{m_1 \dots m_4} F). \quad (3.19c)$$

Indeed, varying Eq. (3.15)

$$\delta u_m^{(l)} \tilde{\sigma}_{(l)}^{ab} = 2(\delta v^a \tilde{\sigma}_m^b) = (v^{-1}\delta v)_c^a \tilde{\sigma}_{(n)}^{cb} u_m^{(n)} + (v^{-1}\delta v)_c^b \tilde{\sigma}_{(n)}^{ca} u_m^{(n)} \quad (3.20)$$

and contracting the result (3.20) with the 10×16 matrix $(u^{m(k)} \sigma_{(k)bd})$ we obtain

$$u^{m(k)} \delta u_m^{(l)} (\sigma_{(k)} \tilde{\sigma}_{(l)})_d^a = 10 (v^{-1}\delta v)_d^a + (\tilde{\sigma}_{(k)} v^{-1}\delta v \sigma_{(k)}). \quad (3.21)$$

It is easy to see that the left-hand side of Eq. (3.21) may be presented in the form $u^{m(k)} \delta u_m^{(l)} (\sigma_{(k)(l)})$. This results from the vanishing of the expression

$$u^{m(k)} \delta u_m^{(l)} \eta_{(k)(l)} = \frac{1}{2} \delta \Xi^{(k)(l)} \eta_{(k)(l)} = 0 \quad \text{which is the consequence of the orthonormality conditions (3.12).}$$

The right-hand side of Eq. (3.21) may be transformed using the identities (3.19c) for $v^{-1}\delta v$ and the relations

$$\tilde{\sigma}^{(k)} \sigma_{m_1 \dots m_{2r}} \sigma_{(k)} = (10 - 4r) \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_{2r}} = (-1)^r (10 - 4r) \sigma_{m_1 \dots m_{2r}}. \quad (3.22)$$

Thus we derive from Eq. (3.21)

$$u^{m(k)} \delta u_m^{(l)} (\sigma_{(k)(l)}) = 10 (v^{-1}\delta v) + \frac{1}{4} (\sigma^{m_1 m_2}) \text{Sp}(\sigma_{m_1 m_2} v^{-1}\delta v) + \frac{1}{64} (\sigma^{m_1 \dots m_4}) \text{Sp}(\sigma_{m_1 \dots m_4} v^{-1}\delta v). \quad (3.23)$$

Contracting Eq. (3.23) with the matrices $I, \sigma_{(k)(l)}, \sigma_{m_1 \dots m_4}$, we produce the following relations

$$\text{Sp}(v^{-1}\delta v) = 0 \iff v_A^- \delta v_A^+ = -v_A^+ \delta v_A^-, \quad (3.24)$$

$$-\frac{1}{8} \text{Sp} (v^{-1} \delta v \sigma^{(k)(l)}) = u^{m(k)} \delta u_m^{(l)} = \Omega^{(k)(l)}(\delta), \quad (3.25)$$

$$\text{Sp} (v^{-1} \delta v \sigma_{m_1 \dots m_4}) = 0, \quad (3.26)$$

which are straightforward consequences of the harmonicity conditions (3.6), (3.8). Taking into account Eqs. (3.24)–(3.26), it is easy to derive from the identity (3.19c) the following expression for $v^{-1} \delta v$

$$(v^{-1} \delta v) = \frac{1}{4} \Omega^{(k)(l)}(\delta) (\sigma_{(k)(l)}). \quad (3.27)$$

Thus the admissible variation which conserves the harmonicity conditions (3.6), (3.8) has the form

$$\delta = \frac{1}{2} \Omega^{(k)(l)}(\delta) \Delta_{(l)(k)}, \quad (3.28)$$

which coincides with Eq. (2.14d). However, in Eq. (3.28) the $SO(1,9)$ Cartan forms $\Omega^{(k)(l)}(\delta)$ are defined by Eq. (3.25) in terms of spinor harmonic variables (3.4), (3.7), and covariant derivatives $\Delta_{(k)(l)}$ are defined as follows

$$\Delta^{(l)(k)} \equiv \frac{1}{2} (\sigma^{(k)(l)})_a^b \left(v_a^\alpha \frac{\partial}{\partial v_b^\alpha} - v_b^\alpha \frac{\partial}{\partial v_a^\alpha} \right). \quad (3.29)$$

Taking into account the definition of the composed repere vectors (3.3) (or Eq. (3.39)) we may obtain the action of the covariant derivatives $\Delta_{(l_1)(l_2)}$ on the

$$\Delta_{(l_1)(l_2)} u_{(l)m} = 2\eta_{(l)(l_1)} u_{(l_2)m}, \quad (3.30)$$

Eq. (3.30) coincides with Eq. (2.19a). It may be also justified that $\Delta_{(l_1)(l_2)}$ operators generate the Lorentz group algebra (2.18a).

For the forthcoming discussion it is useful to specify Eqs. (3.28), (3.25), (3.29) as follows (the contracted spinor indices are omitted)

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{1}{2} \Omega^{(k)(l)}(\delta) \Delta_{(l)(k)} = \Omega^{(0)}(\delta) \Delta^{(0)} + \\ &+ \Omega^{[\mp 2]j}(\delta) \Delta^{[\pm 2]j} - \frac{1}{2} \Omega^{(i)(j)}(\delta) \Delta^{(i)(j)}, \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\Omega^{(k)(l)}(\delta) = (-2 \Omega^{(0)}(\delta), \Omega^{[\mp 2]j}(\delta), \Omega^{(i)(j)}(\delta)); \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \Omega^{(0)}(\delta) &\equiv -\frac{1}{2} \Omega^{[\pm 2]j}(\delta) = \frac{1}{2} u^{m[\pm 2]} \delta u_m^{[\mp 2]} = \\ &= -\frac{1}{2} u^{m[\pm 2]} \delta u_m^{[\mp 2]} = \frac{1}{4} (v_A^- \delta v_A^+ - v_A^+ \delta v_A^-) = \frac{1}{2} v_A^- \delta v_A^+, \end{aligned} \quad (3.32a)$$

$$\Omega^{[\pm 2]j}(\delta) = u_m^{[\pm 2]} \delta u^{m(j)} = \frac{1}{4} v_A^+ \tilde{\gamma}_{AA}^j \delta v_A^+ \equiv \frac{1}{4} v_A^+ \tilde{\gamma}_{AA}^j \delta v_{\alpha A}^+, \quad (3.32b)$$

$$\Omega^{[-2](i)} = u_m^{[-2]} \delta u^{m(i)} = \frac{1}{4} v_A^- \gamma_{AA}^i \delta v_A^-, \quad (3.32c)$$

$$\Omega^{(i)(j)} = u^{m(i)} du_m^{(j)} = -\frac{1}{8} (v_A^- \gamma_{AB}^{ij} \delta v_B^+ + v_A^+ \tilde{\gamma}_{AB}^{ij} \delta v_{\dot{A}\dot{B}}^-), \quad (3.32d)$$

$$\Delta^{(l)}(k) = (-2\Delta^{(0)}, \Delta^{[\mp 2](j)}, \Delta^{(i)(j)}): \quad (3.33)$$

$$\Delta^{(0)} \equiv -\frac{1}{2} \Delta^{[+2] [-2]} = v_A^+ \partial / \partial v_A^+ - v_A^- \partial / \partial v_A^- - v_A^- \partial / \partial v_A^- + v_A^+ \partial / \partial v_A^+, \quad (3.34a)$$

$$\Delta^{[+2](i)} = v_A^+ \gamma_{AA}^i \partial / \partial v_A^- - v_A^+ \tilde{\gamma}_{AA}^i \partial / \partial v_A^-, \quad (3.34b)$$

$$\Delta^{[-2](i)} = v_A^- \tilde{\gamma}_{AA}^i \partial / \partial v_A^+ - v_A^- \gamma_{AA}^i \partial / \partial v_A^+, \quad (3.34c)$$

$$\begin{aligned} \Delta^{(i)(j)} = \frac{1}{2} (v_A^+ \gamma_{AB}^{ij} \partial / \partial v_B^+ + v_A^- \tilde{\gamma}_{AB}^{ij} \partial / \partial v_B^- + \\ + v_A^- \gamma_{AB}^{ij} \partial / \partial v_B^- + v_A^+ \tilde{\gamma}_{AB}^{ij} \partial / \partial v_B^+), \end{aligned} \quad (3.34d)$$

$$\Delta_{(l_1)(l_2)} u_{(l)m} = -2 \eta_{(l)(l_1)} u_{(l_2)m}$$

$$\Delta^{(0)} u_m^{[\pm 2]} = \pm 2u_m^{[\pm 2]}, \quad \Delta^{(0)} u_m^{(j)} = 0, \quad (3.35)$$

$$\Delta^{(i)(j)} u_m^{[\pm 2]} = 0, \quad \Delta^{(i)(j)} u_m^{(i')} = -2\delta^{i' [i} u_m^{j)]}, \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \Delta^{[+2](i)} u_m^{[-2]} = 2u_m^{(i)}, \quad \Delta^{[+2](i)} u_m^{[+2]} = 0, \\ \Delta^{[+2](i)} u_m^{(j)} = \delta^{ij} u_m^{[+2]}, \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} \Delta^{[-2](i)} u_m^{[-2]} = 0, \quad \Delta^{[-2](i)} u_m^{[+2]} = 2u_m^{(i)}, \\ \Delta^{[-2](i)} u_m^{(j)} = \delta^{ij} u_m^{[-2]}. \end{aligned} \quad (3.38)$$

In the notation (3.33) the Lorentz group algebra (2.18a), generated by the operators $\Delta_{(l)(k)}$, takes the form of the relations

$$[\Delta^{(0)}, \Delta^{(i)(j)}] = 0, \quad (3.39a)$$

$$[\Delta^{(i)(j)}, \Delta^{(i')(j')}] = 2\delta^{i[i'} \Delta^{(j')j]} - 2\delta^{j[i'} \Delta^{(j')i}], \quad (3.39b)$$

$$[\Delta^{(0)}, \Delta^{[\mp 2](j)}] = \mp 2\Delta^{[\mp 2](j)}, \quad (3.39c)$$

$$[\Delta^{(i)(j)}, \Delta^{[\mp 2](i')}] = -\delta^{ii'} \Delta^{[\mp 2]j} + \delta^{jj'} \Delta^{[\mp 2]i}, \quad (3.39d)$$

$$[\Delta^{[+2](i)}, \Delta^{[-2](j)}] = \delta^{ij} \Delta^{(0)} + 2\Delta^{(i)(j)}. \quad (3.39e)$$

The nature of the operators $\Delta^{(0)}$, $\Delta^{[+2](j)}$, $\Delta^{(i)(j)}$ becomes evident from the Eqs.(3.35)—(3.39). $\Delta^{(i)(j)}$ and $\Delta^{(0)}$ generate the $SO(8)$ and $SO(1,1)$ transformations, respectively. The operators $\Delta^{[+2](j)}$ generate the transformations from the coset space $SO(1,9)/SO(1,1) \otimes SO(8)$. One of them may be associated with the «boost» symmetry appearing in the Lorentz harmonic approach to superparticle theory [20,21]. But in the discussed formulation of $D = 10$ superstring theory such symmetry is absent [22,23].

Now we are ready to discuss the equations of motion for $D = 10$ superstring theory (3.1). The procedure is similar to the one discussed in Section 2.

3.3 Equations of Motion. The equation of motion $\partial S / \partial e_f^\mu = 0$ gives the expression for the zweinbein e_μ^f in terms of the imbedding functions $x^m(\xi)$, $\theta^{aI}(\xi)$ and the composed repere vectors $u_m^{(f)}$

$$e_\mu^{[\pm 2]} = \omega_\mu^m u_m^{[\pm 2]} / c(\alpha')^{1/2}. \quad (3.40)$$

This expression is similar to Eq.(2.6) since the zweinbein variables are absent in the expression for the additional Wess — Zumino term (3.2).

In the straightforward analogy with the repere bosonic string formulation (see Section 2, Eq.(2.28)), the equations of motion for the harmonic variables $v_{\alpha A}^+$, $v_{\alpha \dot{A}}^-$ can be presented in the form

$$\sum_{\pm} e e^{\mu[\pm 2]} \omega_\mu^m \Delta_{(k)(l)} u_m^{[\pm 2]} = 0 \quad (3.41)$$

using the admissible variations (3.28), which conserve the harmonicity conditions (3.6), (3.8).

Eqs.(3.41) are satisfied identically when $(k) = (i)$ and $(l) = (j)$ (see Eq.(3.10)). This results from the $SO(8)$ gauge symmetry of the action (3.1) generated by $\Delta^{(i)(j)}$ operators (3.33d). If $(k) = [+2]$, $(l) = [-2]$ (or vice versa), then Eqs.(3.41) are reduced to the relation (see Eq.(3.37))

$$\omega_\mu^m (e^{\mu[-2]} u_m^{[+2]} - e^{\mu[+2]} u_m^{[-2]}) = 0. \quad (3.42)$$

Taking into account Eq.(3.40) it may be justified that Eq.(3.42) is satisfied identically. This fact is associated with the gauge $SO(1,1)$ symmetry of the theory. However, the generator of the corresponding symmetry includes terms acting on the zweinbein fields in addition to the $\Delta^{(0)}$ operator (3.33a) (see Section 4).

Since, Eqs. (3.41) lead to the nontrivial results if and only if $(k) = [\pm 2]$, $(l) = (i)$ (or vice versa). In this case they are reduced to the equations (see Eqs. (3.37), (3.38))

$$e e^{\mu[\pm 2]} \omega_{\mu}^m u_m^{(i)} = 0, \quad (3.43)$$

which can be easily transformed into the form

$$\omega_{\mu}^m u_m^{(i)} = 0 \quad (3.44)$$

(comprise with Eqs. (2.31), (2.9)).

Taking into account Eqs. (3.40), (3.44), and the completeness conditions (which follow from the orthonormality ones (3.12))

$$\delta_m^n = \frac{1}{2} u_m^{[-2]} u^{n[+2]} + \frac{1}{2} u_m^{[+2]} u^{n[-2]} - u_m^{(i)} u^{n(i)},$$

the coefficients ω_{μ}^m (3.2) of the ω -form pull-back may be decomposed on the $u_m^{[\pm 2]}$ light-like vectors

$$\omega_{\mu}^m = \frac{1}{2} c(\alpha')^{1/2} (e_{\mu}^{[-2]} u^{m[+2]} + e_{\mu}^{[+2]} u^{m[-2]}) \quad (3.45)$$

and vice versa

$$u^{m[\pm 2]} = e^{\mu[\pm 2]} \omega_{\mu}^m / c(\alpha')^{1/2}. \quad (3.46)$$

Thus the vectors $u^{m[\pm 2]}$ are tangent to the superstring world-sheet on the shell, defined by the motion equations. Contrary, the vectors $u^{m(i)}$ are orthogonal to the world-sheet on this shell.

Using Eqs. (3.40), (3.45), (3.46), the classical equivalence of the discussed $D = 10$ superstring formulation with the standard Green — Schwarz one [1] can be justified easily. Substituting Eq. (3.46) into the functional (3.1) and using the definition of the world-sheet metric (2.4), we get the standard action functional [1] (comprise with Eqs. (2.9) — (2.13)).

The equation of motion for the $x^m(\xi)$ field, $\partial S / \partial x^m(\xi) = 0$, has the form

$$\partial_{\mu} \left(e \sum_{\pm} (e^{\mu[\pm 2]} u_m^{[\mp 2]}) \right) - \varepsilon^{\mu\nu} (\partial_{\mu} \theta^1 \sigma_m \partial_{\nu} \theta^1 - \partial_{\mu} \theta^2 \sigma_m \partial_{\nu} \theta^2 / c(\alpha')^{1/2}) = 0, \quad (3.47)$$

which is similar to Eq. (2.12), except for the last term containing Grassmannian degrees of freedom, and may be easily reduced to the standard form [1]

$$\partial_{\mu} (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \omega_{\nu}^m) - \varepsilon^{\mu\nu} (\partial_{\mu} \theta^1 \sigma^m \partial_{\nu} \theta^1 - \partial_{\mu} \theta^2 \sigma^m \partial_{\nu} \theta^2) = 0, \quad (3.48)$$

using Eq. (3.48) (see also Eq. (2.1)).

The equations $\delta S / \delta \theta^{\alpha I}(\xi) = 0$ have the form

$$(\partial_\mu \theta^I \sigma^m)_\alpha \left(\sum_{\pm} e^{\mu[\pm 2]} u^{m[\mp 2]} - 2(-1)^I \varepsilon^{\mu\nu} \omega_\nu^m \right) = 0, \quad I = 1, 2, \quad (3.49)$$

which may be reduced to the standard one [1]

$$(\partial_\mu \theta^I \sigma^m)_\alpha (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} - (-1)^I \varepsilon^{\mu\nu}) \omega_\nu^m = 0, \quad I = 1, 2 \quad (3.50)$$

if Eqs.(3.46) are taken into account. However, it is interesting to use Eq.(3.45) and to exclude the fields ω_ν^m from the equations (3.49). Since we derive the following relations

$$e^{\mu[+2]} \partial_\mu \theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^- = 0, \quad (3.51a)$$

$$e^{\mu[-2]} \partial_\mu \theta^{\alpha 2} v_{\alpha A}^+ = 0, \quad (3.51b)$$

when the Eqs.(3.13a,b) are taken into account.

Therefore the equations of motion for the $D = 10$, $N = 11B$ superstring in twistor-like formulation (3.1) have the form of Eqs.(3.40), (3.44)–(3.47), (3.51). The relations (3.47), (3.51) are equivalent to the standard equations of motion (3.48), (3.50) [1], however they have more simple form. Thus the twistor-like formulation (3.1) is equivalent to the standard one [1] on the classical level [23] and simplifies the equations of motion essentially.

In the next sections the Hamiltonian formalism for the twistor-like $D = 10$ superstring formulation (3.1) is worked out. This formalism is necessary for the covariant superstring quantization using the BFV-BFF scheme [7].

4. HAMILTONIAN FORMALISM FOR $D = 10$ SUPERSTRING IN TWISTOR-LIKE FORMULATION

To simplify Hamiltonian formalism and to make the meaning of some constraints more clear, let us reformulate the action principle (3.1) in terms of the zweibein densities

$$\rho_f^\mu \equiv \left(\frac{1}{2} (\rho^{\mu[-2]} + \rho^{\mu[+2]}), \frac{1}{2} (\rho^{\mu[-2]} - \rho^{\mu[+2]}) \right) \equiv e e_f^\mu / (\alpha')^{1/2}, \quad (4.1)$$

$$e \equiv \det(e_\mu^f) = \frac{1}{2} \alpha' \varepsilon_{\mu\nu} \rho^{\mu[-2]} \rho^{\nu[+2]}, \quad (\varepsilon_{01} = -\varepsilon^{01} = -1), \quad (4.2)$$

instead of zweibein e_μ^f, e_f^μ themselves

$$S = S_1 + S_{W-Z}, \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned}
 S_1 &= -\frac{1}{2} \int d\tau d\sigma [(\rho^{\mu[+2]} u_m^{[-2]} + \rho^{\mu[-2]} u_m^{[+2]}) \omega_\mu^m + c\alpha' \varepsilon_{\mu\nu} \rho^{\mu[+2]} \rho^{\nu[-2]}] \equiv \\
 &\equiv -\frac{1}{2} \int d\tau d\sigma \left[\left(\rho^{\mu[+2]} \frac{1}{8} (v_A^- \tilde{\sigma}_m v_A^-) + \rho^{\mu[-2]} \frac{1}{8} (v_A^+ \tilde{\sigma}_m v_A^+) \right) \omega_\mu^m + \right. \\
 &\quad \left. + c\alpha' \varepsilon_{\mu\nu} \rho^{\mu[+2]} \rho^{\nu[-2]} \right], \quad (4.3a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_{W-Z} &\equiv - (c\alpha')^{-1} \int d\tau d\sigma \varepsilon^{\mu\nu} [i \omega_\mu^m (\partial_\nu \theta^1 \sigma_m \theta^1 - \partial_\nu \theta^2 \sigma_m \theta^2) + \\
 &\quad + \partial_\mu \theta^1 \sigma^m \theta^1 \partial_\nu \theta^2 \sigma_m \theta^2]. \quad (4.3b)
 \end{aligned}$$

Here (see Eq. (3.2))

$$\omega_\mu^m = \partial_\mu x^m - i (\partial_\mu \theta^1 \sigma^m \theta^1 + \partial_\mu \theta^2 \sigma^m \theta^2).$$

Of course, the Wess — Zumino term (4.3b) is not modified. However, the twistor-like part of the action (4.3a) includes the terms which are dependent on the densities $\rho^{\mu[\pm 2]}$ in a linear or bilinear way. At the same time, their dependences on the inverse zweibein variables $e^{\mu[\pm 2]}$ are the more complicated ones (see Eq. (3.1b)).

4.1 Primary Constraints and Covariant Momentum Density. The canonical momentum densities

$$\begin{aligned}
 P_M &\equiv (P_m, \pi_\alpha^1, \pi_\alpha^2, P_A^{-\alpha}, P_A^{+\alpha}, P_{\alpha A}^+, P_{\alpha A}^-, P_{(\rho)}^{[\mp 2]}) \equiv \\
 &\equiv - (-1)^M \partial Z / \partial (\partial_\tau z^M) \quad (4.4)
 \end{aligned}$$

are conjugated to the configurational space (target space) coordinates of the discussed superstring formulation (4.3)

$$z^M \equiv (x^m, \theta^{\alpha 1}, \theta^{\alpha 2}, v_{\alpha A}^+, v_{\alpha A}^-, v_A^{-\alpha}, v_A^{+\alpha}, \rho^{[\pm 2] \mu}) \quad (4.5)$$

with respect to the standard Poisson brackets

$$[z^M(\sigma), P_N(\sigma')]_P = - (-1)^{MN} [P_N(\sigma'), z^M(\sigma)]_P = - \delta_N^M \delta(\sigma - \sigma'). \quad (4.6)$$

Here the multiplier $(-1)^{MN}$ is equal to (-1) , if both the indices M and N belong to the fermionic variables, and is equal to $(+1)$ in any other case.

The action functional (4.3) is the first order one on the proper time derivatives (i.e., on the velocities). Hence all the expressions (4.4) for the canonical momentum densities lead to the primary constraints. For the nonharmonic variables such constraints are

$$\begin{aligned}
 \Phi_m(\sigma) &\equiv P_m - \frac{1}{2} \rho^{\tau[+2]} u_m^{[-2]} - \frac{1}{2} \rho^{\tau[-2]} u_m^{[+2]} + \\
 &\quad + \frac{i}{c\alpha'} \sum_I (-1)^I \partial_\sigma \theta^I \sigma_m \theta^I \approx 0, \quad (4.7a)
 \end{aligned}$$

$$D_{\alpha}^I(\sigma) \equiv -\pi_{\alpha}^I + i(\sigma^m \Theta^I)_{\alpha} [P_m - (-1)^I \frac{1}{\alpha'} (\partial_{\sigma} x_m - i \partial_{\mu} \theta^I \sigma_m \theta^I)] \approx 0, \quad (4.7b)$$

$$P_{(\rho)r}^{|\pm 2|} \approx 0, \quad (4.7c)$$

$$P_{(\rho)\sigma}^{|\pm 2|} \approx 0. \quad (4.7d)$$

For the spinor harmonics

$$(v_{\alpha A}^{+}, v_{\alpha A}^{-}) = v_{\alpha}^a, \quad (v_A^{-\alpha}, v_A^{+\alpha})^T = (v^{-1})_a^{\alpha} \equiv v_a^{\alpha}$$

the set of the primary constraints consists of the completely trivial relations

$$P_a^{\alpha} \approx 0: \quad P_A^{-\alpha} \approx 0, \quad P_A^{+\alpha} \approx 0, \quad (4.8a)$$

$$P_{\alpha}^a \approx 0: \quad P_{\alpha A}^{+} \approx 0, \quad P_{\alpha A}^{-} \approx 0, \quad (4.8b)$$

(which reflect the auxiliary character of the harmonic variables in the discussed formulation) and of the harmonicity conditions (3.6), (3.8), discussed as the «week» relations [50]

$$\begin{aligned} \Xi_{m_1 \dots m_4} &= u^{m(n)} \eta_{(n)(l)} \Xi_{m_1 \dots m_4 m}^{(l)} \equiv \\ &\equiv u^{m(n)} \eta_{(n)(l)} \text{Sp}^T (v \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_4 m} v \sigma^{(n)}) \approx 0, \end{aligned} \quad (4.9a)$$

$$\Xi_0 \equiv u_m^{[-2]} u^{m[+2]} - 2 \equiv \frac{1}{8} (v_A^{-} \tilde{\sigma}_m v_A^{-}) \frac{1}{8} (v_A^{+} \tilde{\sigma}_m v_A^{+}) - 2 \approx 0, \quad (4.9b)$$

$$\begin{aligned} \Xi_{AB}^{[0]} &\equiv v_A^{-\alpha} v_{AB}^{+\alpha} - \delta_{AB} \approx 0, & \Xi_{AB}^{[-2]} &\equiv v_A^{-\alpha} v_{AB}^{-} \approx 0, \\ \Xi_{AB}^{[+2]} &\equiv v_A^{+\alpha} v_{AB}^{+\alpha} \approx 0, & \Xi_{AB}^{[0]} &\equiv v_A^{+\alpha} v_{AB}^{-} - \delta_{AB} \approx 0. \end{aligned} \quad (4.9c)$$

The expressions $\Xi_{m_1 \dots m_5}^{(l)}$ [20, 21] included in Eq. (4.9a) vanish as the result of Eq. (4.9a) [46] and may be specified as follows

$$\Xi_{m_1 \dots m_5}^{[-2]} = \frac{1}{8} v_{\alpha A}^{-} \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_5}^{\alpha \gamma} v_{\gamma A}^{-} \approx 0, \quad (4.10a)$$

$$\Xi_{m_1 \dots m_5}^{[+2]} = \frac{1}{8} v_{\alpha A}^{+} \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_5}^{\alpha \gamma} v_{\gamma A}^{+} \approx 0, \quad (4.10b)$$

$$\Xi_{m_1 \dots m_5}^{(i)} = \frac{1}{8} v_{\alpha A}^{+} \gamma_{AA}^{(i)} \tilde{\sigma}_{m_1 \dots m_5}^{\alpha \gamma} v_{\gamma A}^{-} \approx 0. \quad (4.10c)$$

The relations (4.9), (4.10) are complicated ones. So it is evident, that the computation of the constraint algebra is a hard task if Eqs.(4.9) are understood as the «weak» equality.

Hence, it is important to work out the method which allows one to exclude the conditions (3.6), (3.8) from the set of constraints and to discuss them as the «strong» relations [50]. Such method can be devised in the straightforward analogy with one discussed in Section 2 for the case of bosonic string repere formulation.

This means that the concept of covariant momentum density should be used. Now we discuss it for the case of the twistor-like superstring formulation (4.3) using the experience obtained in Section 2 (and hence omitting some technical details).

Let us remind some properties of the covariant momentum densities, which was discussed in Section 2. First of all they should have the vanishing (in the weak sense, see Eq.(2.56) Poisson brackets with the harmonicity conditions (3.6), (3.8). From the other hand, it is known that the harmonicity conditions (3.6), (3.8) are the realization of the relation (3.4) [20,21,46]. Since, the covariant momentum variables should be canonically conjugated to some parameters of $SO(1,9)$ group included in the spinor harmonics $(v_{\alpha A}^+, v_{\alpha A}^-) = v_{\alpha}^a$, $(v_A^{-\alpha}, v_A^{+\alpha}) \equiv v_a^{\alpha}$. Therefore, the covariant momentum densities should be associated with the Lorentz group, too, and hence they should generate the $SO(1,9)$ group algebra on the Poisson brackets.

Another degrees of freedom included in the spinor harmonics $v_{\alpha A}^+$, $v_{\alpha A}^-$, $v_A^{-\alpha}$, $v_A^{+\alpha}$ are killed by the harmonicity conditions (3.6), (3.8). Henceforth, the harmonic momentum degrees of freedom, which cannot be reduced to the covariant ones, should be conjugated to the harmonicity conditions in the weak sense (see Eqs.(2.46), (2.47) for the case of bosonic string repere formulation). Since we may understand the condition of vanishing of these variables, together with the harmonicity conditions (3.6), (3.8), as the «strong» equalities, if the corresponding Dirac brackets are used instead of Poisson ones (4.6). These Dirac brackets should be analogous to ones presented in Eq.(2.48). However, if we discuss the space of functions dependent on the covariant harmonic momentum densities only, these Dirac brackets coincide with the Poisson ones (4.6).

The discussed situation is similar to the case, where the second class constraints are solved explicitly (i.e., the superfluous momentum degrees of freedom vanish and the coordinates conjugated to them are expressed through the «physical» ones) [50]. The unique distinction is that the $256 + 256$ harmonic variables are expressed through the 45 degrees of freedom associated with the $SO(1,9)$ group in an implicit way. Such implicit

dependence is defined by the harmonicity conditions (3.6), (3.8). (See [22,23,46] for details).

Hence, the harmonicity conditions (3.6), (3.8) can be excluded from the set of Hamiltonian constraints without changing the Poisson brackets if we define the set of covariant momentum densities with the properties listed above and exclude all other harmonic momentum variables from the phase space.

The experience of studying the repere bosonic string formulation (2.1) gives us the prescription for the extracting of the covariant momentum densities from the set of canonical ones.

First of all, these densities are the classical analogs of the covariant derivatives (3.31)—(3.34) appearing in the expression (3.31) for the admissible variation, i.e., they may be derived from the expressions (3.31)—(3.34) by the simple replacement of the derivatives $\partial/\partial v_a^\alpha$, $\partial/\partial v_a^\alpha$ by the canonical momentum densities P_a^α , P_a^α .

From the other hand, it may be derived as the derivatives of the Lagrangian density L of the action (4.3) with respect to $\Omega_\tau^{(k)(l)}$ (where $\Omega_\tau^{(k)(l)}$ are the τ -coefficients of the pull-backs of the $SO(1,9)$ Cartan differential forms (3.32) on the world-sheet). Their form may be derived from Eqs. (3.25), (3.32) as follows

$$\Omega_\tau^{(k)(l)} = \Omega^{(k)(l)}(\partial_\tau) = u^{m(k)} \partial_\tau u_m^{(l)} \equiv -\frac{1}{8} \text{Sp}(v^{-1} \partial_\tau v \sigma^{(k)(l)}) \quad (4.11)$$

or, equivalently, using the following representations

$$\Omega^{(k)(l)}(d) = d\tau \Omega_\tau^{(k)(l)} + d\sigma \Omega_\sigma^{(k)(l)} \quad (4.12)$$

for the discussed pull-backs.

Thus the general expression for the covariant momentum densities in the whole phase space (4.5), (4.4) has the form

$$\begin{aligned} \Pi^{(l)(k)} &\equiv -\partial L / \partial (\Omega_{\tau(k)(l)}) = \\ &= -\frac{1}{2} \text{Sp}(v \sigma^{(k)(l)} \partial L / \partial (\partial_\tau v) - \partial L / \partial (\partial_\tau v^{-1}) \sigma^{(k)(l)} v^{-1}). \end{aligned} \quad (4.13)$$

The Poisson brackets of the covariant momentum density with any functional F , living on the configurational space of the discussed dynamical system, may be presented in the form

$$[\Pi^{(l)(k)}(\sigma), F[v, v^{-1}, x, \theta]]_P = \tilde{\Delta}^{(l)(k)}(\sigma) F[v, v^{-1}, x, \theta]. \quad (4.14)$$

Here $\tilde{\Delta}^{(l)(k)}(\sigma)$ are the variational analogs of the covariant harmonic derivatives (3.29), (3.33). Thus these covariant derivatives play the same role

for the covariant momentum variables, as the ordinary derivatives play for the canonical ones

$$[P_M(\sigma), F[z^N]]_P = \delta/\delta z^M(\sigma) F[z^N].$$

Moreover, the covariant momentum densities (4.13) generate the current algebra, associated with the Lorentz group algebra (2.18a), (3.39), on the Poisson brackets (4.6)

$$[\Pi^{(l_1)(l_2)}(\sigma), \Pi^{(k_1)(k_2)}(\sigma')]_P = [\Delta^{(l_1)(l_2)}, \Delta^{(k_1)(k_2)}] \Big|_{\Delta \rightarrow \Pi(\sigma)} \delta(\sigma - \sigma') \quad (4.15)$$

and have the vanishing Poisson brackets with the harmonicity conditions (3.6), (3.8)

$$[\Pi^{(l)(k)}(\sigma), \Xi(\sigma'),]_P \Big|_{\Xi=0} = 0, \quad (4.16)$$

when the same harmonicity conditions are taken into account.

Thus we should leave only the covariant harmonic momentum densities (4.13) in the phase space, which is parameterized now by following variables

$$(x^m(\sigma), P_m(\sigma); \theta^{aI}(\sigma), \pi_{aI}(\sigma); \\ v_{\alpha A}^+(\sigma), v_{\alpha A}^-(\sigma), v_A^{-\alpha}(\sigma), v_A^{+\alpha}(\sigma), \Pi^{(l)(k)}(\sigma)). \quad (4.17)$$

And only the primary constraints

$$\Pi^{(l)(k)}(\sigma) \approx 0 \quad (4.18)$$

should be taken into account besides ones presented in Eqs. (4.7). Eqs. (4.18) replace the whole set (4.8), (4.9) of constraints for harmonic variables in the discussed approach. The harmonicity conditions (3.6), (3.8) are understood as the strong equality.

The Poisson brackets are defined by Eqs. (4.14), (4.15) or by the basic relations

$$[\Pi^{(l)(k)}(\sigma), v_{\alpha}^a(\sigma'),]_P = \frac{1}{2} (v_{\alpha}^{\sigma^{(k)(l)}})^a \delta(\sigma - \sigma'), \quad (4.19a)$$

$$[\Pi^{(l)(k)}(\sigma), v_a^{\alpha}(\sigma'),]_P = -\frac{1}{2} (\sigma^{(k)(l)} v_a^{\alpha}) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (4.19b)$$

which lead to the Eqs. (4.15), when the Jacoby identities for the Poisson brackets are taken into account.

Now let us discuss the form of the canonical Hamiltonian H_0 density which is consistent with the definitions of the Poisson brackets and the Hamiltonian equations of motion

$$\partial_\tau f(\sigma) = [f(\sigma), \int d\sigma' H_0(\sigma')]_P. \quad (4.20)$$

The standard expression for the canonical Hamiltonian

$$H_0^{\text{stand}} = -(-1)^M \partial_\tau z^M P_M - L \quad (4.21)$$

has such consistency with Eqs.(4.6) and (4.20). This may be verified by the following formal manipulation. The use of the density (4.21) in Eq.(4.20) written for the simplest function $f = z^M(\tau, \sigma)$ leads to the identity

$$\begin{aligned} \partial_\tau z^M(\sigma) &= [z^M(\sigma), \int d\sigma' H_0^{\text{stand}}(\sigma')]_P = \\ &= - \int d\sigma' \partial_\tau z^N(\sigma') [z^M(\sigma), P_N(\sigma')]_P = \partial_\tau z^M(\sigma). \end{aligned}$$

To achieve such consistency with Eqs.(4.14), (4.19), (4.20), we should define the canonical Hamiltonian density in terms of covariant harmonic momentum variables as follows

$$\begin{aligned} H_0 &= -\partial_\tau x^m(\sigma) P_m(\sigma) + \partial_\tau \theta^{\alpha I}(\sigma) \pi_{\alpha I}(\sigma) - \\ &- \frac{1}{2} \Omega_\tau^{(k)(l)}(\sigma) \Pi_{(l)(k)}(\sigma) - L(\sigma), \end{aligned} \quad (4.22)$$

i.e., instead of the standard combination $\partial_\tau z^M P_M$ (which can be derived by the replacement $\delta \rightarrow \partial_\tau$, $\partial/\partial z^M \rightarrow P_M$ from the expression for arbitrary variation $\delta = \delta z^M \partial/\partial z^M$) the expression

$$\frac{1}{2} \Omega_\tau^{(k)(l)}(\sigma) \Pi_{(l)(k)}(\sigma)$$

(which can be derived by the replacement $\Omega^{(k)(l)}(\delta) \rightarrow \Omega_\tau^{(k)(l)}(\sigma)$, $\Delta_{(l)(k)} \rightarrow \Pi_{(l)(k)}(\sigma)$, from the expression for the admissible variation (3.28)) appears in the canonical Hamiltonian.

For the forthcoming discussion some specification of the relations (4.13), (4.18), (4.22) is necessary.

Let us introduce the covariant momentum densities $\Pi^{(0)}$, $\Pi^{[\mp 2](j)}$, $\Pi^{(j)(j)}$, which are the classical analogs of the covariant derivatives (3.33). In terms of the canonical momentum densities $P_v \equiv (P_A^{-\alpha}, P_A^{+\alpha})$ and $P_{(v^{-1})} \equiv (P_{\alpha A}^+, P_{\alpha A}^-)$ they are defined by the relations

$$\begin{aligned} \Pi^{(l)(k)} &= (-2\Pi^{(0)}, \Pi^{[\mp 2](j)}, \Pi^{(j)(j)}) = \\ &= \frac{1}{2} \text{Sp} (v \sigma^{(k)(l)} P_v - P_{(v^{-1})} \sigma^{(k)(l)} v^{-1}), \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\Pi^{(0)} \equiv -\frac{1}{2} \Pi^{[+2] [-2]} = v_A^+ P_A^- - v_A^- P_A^+ - v_A^- P_A^+ + v_A^+ P_A^-, \quad (4.23a)$$

$$\Pi^{[+2] (i)} = v_A^+ \gamma_{AA}^i P_A^+ - v_A^+ \tilde{\gamma}_{AA}^i P_A^+, \quad (4.23b)$$

$$\Pi^{[-2] (i)} = v_A^- \tilde{\gamma}_{AA}^i P_A^- - v_A^- \gamma_{AA}^i P_A^-, \quad (4.23c)$$

$$\Pi^{(i) (j)} = \frac{1}{2} (v_A^+ \gamma_{AB}^{ij} P_B^- + v_A^- \tilde{\gamma}_{AB}^{ij} P_B^+ + v_A^- \gamma_{AB}^{ij} P_B^+ + v_A^+ \tilde{\gamma}_{AB}^{ij} P_B^-). \quad (4.23d)$$

It is evident (see Eqs.(4.15), (3.39)) that the densities $\Pi^{(0)}$ and $\Pi^{(i) (j)}$ generate (on the Poisson brackets) the Kac-Moody-like extensions of the $SO(1,1)$ and $SO(8)$ group algebras, respectively. The densities $\Pi^{[\mp 2] (j)}$ are associated with the coset $SO(1,9)/[SO(1,1) \times SO(8)]$.

The Poisson brackets (4.6) may be written in the following form

$$\begin{aligned} [\tilde{F}, \tilde{G}]_P = & \int d\sigma (\delta \tilde{F} / \delta P_m(\sigma) \delta \tilde{G} / \delta x^m(\sigma) - \delta \tilde{F} / \delta x^m(\sigma) \delta \tilde{G} / \delta P_m(\sigma)) - \\ & - \int d\sigma (\delta \tilde{F} / \delta \theta^{\alpha I}(\sigma) \delta \tilde{G} / \delta \pi_{\alpha I}(\sigma) + \delta \tilde{F} / \delta \pi_{\alpha I}(\sigma) \delta \tilde{G} / \delta \theta^{\alpha I}(\sigma) + \\ & + \int d\sigma (\delta \tilde{F} / \delta \Pi^{(r) (l)}(\sigma) \tilde{\Delta}^{(r) (l)}(\sigma) \tilde{G} - \tilde{\Delta}^{(r) (l)}(\sigma) \tilde{F} \delta \tilde{G} / \delta \Pi^{(r) (l)}(\sigma)) \end{aligned} \quad (4.24)$$

for the functionals $\tilde{F}$ and $\tilde{G}$ living in the phase space (4.17) (comprise with Eq.(2.55)). All the expressions (4.23) vanish in the weak sense (4.18). Hence the primary harmonic constraints have the following form in the discussed approach

$$\Pi^{(0)} \equiv -\partial L / \partial \Omega_\tau^{(0)} \approx 0, \quad (4.25a)$$

$$\Pi^{[\mp 2] (j)} \equiv -\partial L / \partial \Omega_\tau^{[\mp 2] (j)} \approx 0, \quad (4.25b)$$

$$\Pi^{(i) (j)} \equiv +\partial L / \partial \Omega_\tau^{(i) (j)} \approx 0. \quad (4.25c)$$

At last, the expression (4.22) for the canonical Hamiltonian may be specified as follows

$$\begin{aligned} H_0 = & -\partial_\tau x^m(\sigma) P_m(\sigma) + \partial_\tau \theta^{\alpha I}(\sigma) \pi_{\alpha I}(\sigma) - \\ & - \Omega_\tau^{(0)} \Pi^{(0)} - \Omega_\tau^{[\pm 2] (j)} \Pi^{[\mp 2] (j)} + \frac{1}{2} \Omega_\tau^{(i) (j)} \Pi^{(i) (j)} - L, \end{aligned} \quad (4.26)$$

where L denotes Lagrangian density for the action (4.3).

Let us resume the results of this subsection which define the starting point for the next one.

Hence, the phase space of the discussed system is parameterized by the variables (4.17), Poisson brackets are defined by the standard relations (4.6) for the ordinary variables and by the relations (4.14), (4.15), (4.19) for the

harmonic ones*). The canonical Hamiltonian is defined by the relation (4.26). And the set of primary constraints includes relations (4.7a-d) and (4.25).

4.2. Irreducible First Class Constraints for the $D = 10$, $N = 2B$ Green — Schwarz Superstring. The first class constraints can be extracted by means of the well-known Dirac procedure of checking the constraints conservation during evolution [50].

The evolution of the dynamical variables of system with constraints is defined by a generalized Hamiltonian, which is the sum of the canonical Hamiltonian and the products of the primary constraints on the corresponding Lagrange multipliers. For the discussed dynamical system, with the primary constraints (4.7a-d), (4.25) the generalized Hamiltonian has the following form

$$\begin{aligned}
 H' &= \int d\sigma H'(\tau, \sigma), \\
 H'(\tau, \sigma) &= H_0(\tau, \sigma) + \xi_A^{+I} v_A^{-\alpha} D_\alpha^I(\sigma) + \xi_A^{-I} v_A^{+\alpha} D_\alpha^I(\sigma) + \\
 &+ [a^{+2}] u^m [-2] + a^{[-2]} u^m [+2] + a^{(i)} u^{m(i)} \Phi_m + \\
 &+ i\alpha^{(0)} \Pi^{(0)} + \frac{1}{2} \alpha^{ij} \Pi^{ij} + \alpha^{[\mp 2]i} \Pi^{[\pm 2]i} + \beta^{\mu[\mp 2]} p^{[\pm 2]}_{(\rho)\mu}.
 \end{aligned} \quad (4.27)$$

Here the canonical Hamiltonian H_0 is defined by the general expression (4.26) for any dynamical system living on the phase space (4.17). For the discussed superstring formulation (4.3) it has the following form

$$\begin{aligned}
 H_0 &\equiv \int d\sigma H_0(\tau, \sigma), \\
 H_0(\tau, \sigma) &\equiv -\partial_\tau x^m P_m + \partial_\tau \theta^{\alpha I} \pi_{\alpha I} - \frac{1}{2} \Omega_\tau^{(k)(l)} \Pi_{(l)(k)} - L = \\
 &= \frac{1}{2} (\rho^{+2|\sigma} u_m^{[-2]} + \rho^{[-2]|\sigma} u_m^{+2]) \omega_\sigma^m + \frac{c\alpha'}{2} \varepsilon_{\mu\nu} \rho^{\mu[+2]} p^{\nu[-2]}, \quad (4.28) \\
 \varepsilon_{01} &= -\varepsilon_{10} = -1.
 \end{aligned}$$

The conditions of the constraint conservation

$$\frac{d}{d\tau} (\text{constraint}) \approx [(\text{constraint}), H']_P \approx 0 \quad (4.29)$$

should lead either to the restrictions for the Lagrange multipliers or to the appearance of the «secondary» constraints [50].

*Of course, the simple expressions (4.23) and the initial Poisson brackets definition may be used for the calculations, because the Poisson brackets were not changed (see above).

So, the requirement of the conservation of the constraints $P_{(\rho)\sigma}^{[\pm 2]} \approx 0$ (4.7d) leads to the secondary constraints

$$\omega_{\sigma}^m u_m^{[\mp 2]} \pm c\alpha' \rho^{\tau[\mp 2]} \approx 0. \quad (4.30a,b)$$

At the same time, the conservation of the constraints $P_{(\rho)\tau}^{[\pm 2]} \approx 0$ (4.7c) permits to express the Lagrange multipliers $a^{[\mp 2]}$ through the σ -components of the world-sheet vector densities $\rho^{\mu[\mp 2]}$ (or, more precisely, vice versa)

$$a^{[\mp 2]} = \mp \frac{c\alpha'}{2} \rho^{\sigma[\mp 2]}. \quad (4.31a,b)$$

Owing to $SO(1,1) \otimes SO(8)$ gauge symmetry of the discussed superstring action (3.1), (4.3), the requirement of the conservation of the harmonic constraints $\Pi^{(0)} \approx 0$ and $\Pi^{ij} \approx 0$ (4.25a,d) has no the nontrivial consequences. (Let's remind, that $\Pi^{(0)}$ and Π^{ij} generate $SO(1,1)$ and $SO(8)$ transformations on the Poisson brackets). However, the conservation of the other 16 harmonic constraints $\Pi^{[\pm 2]i} \approx 0$ (4.25) has nontrivial consequences for the Lagrange multipliers

$$\rho^{\sigma[\mp 2]} \omega_{\sigma}^m u_m^{(i)} - a^i \rho^{\tau[\mp 2]} \approx 0. \quad (4.32a,b)$$

This means, that the gauge symmetry under the transformations from the coset space $SO(1,9)/[SO(1,1) \otimes SO(8)]$ are absent in the discussed formulation. Such fact was discussed in Refs.22,23 in detail.

The consistency condition for Eqs.(4.32a) and (4.32b) leads to the relation

$$a^i e \equiv a^i (\rho^{\tau[+2]} \rho^{\sigma[-2]} - \rho^{\tau[-2]} \rho^{\sigma[+2]}) = 0,$$

which results in the vanishing of the $SO(8)$ vector Lagrange multiplier

$$a^i = 0, \quad (4.33)$$

in the case of a nondegenerate world-sheet metric (or, more precisely, nondegenerate world-sheet moving frame). Using Eq.(4.33), we can see that Eqs.(4.32a,b) produce the following secondary constraint

$$\omega_{\sigma}^{(i)} \equiv \omega_{\sigma}^m u_m^{(i)} \approx 0, \quad (4.34)$$

which is the σ -component of Eq.(3.44)*.

*It is of interest to note that for the case of a degenerate world-sheet metric, which corresponds to the null-superstrings [52,53,42,43,19] Eqs.(4.32a) and (4.32b) become consistent without using Eq.(4.33), and the secondary constraints (4.34) are absent (see [42,43,19]).

Together with Eqs.(4.30a,b), Eq.(4.34) gives the possibility of decomposing the component of the Cartan form pull-back ω_σ^m onto the basis of two vectors $u_m^{[\pm 2]}$ of the target space moving frame which, therefore, are tangent to the world-sheet on mass shell (i.e., on the shell defined by the equations of motion in the target space).

The requirement of the preservation of the Grassmannian spinor constraints $D_\alpha^I(\sigma) \approx 0$ (4.7b) gives the expression for the Grassmannian Lagrange multipliers ξ_A^{+2} and ξ_A^{-1} through the dynamical variables

$$\xi_A^{+2} = \frac{\rho^{\sigma[-2]}}{\rho^{\tau[-2]}} \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} v_{\alpha A}^+, \quad (4.35a)$$

$$\xi_A^{-1} = \frac{\rho^{\sigma[+2]}}{\rho^{\tau[+2]}} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^-. \quad (4.35b)$$

The rest of the Grassmannian Lagrange multipliers ξ_A^{+1} and ξ_A^{-2} remains independent and plays the role of the parameters of the fermionic κ -symmetry in the framework of Hamiltonian formalism. We should stress that this symmetry is present in the theory only for the definite choice of the numerical coefficient a' included in the Wess — Zumino term (4.3b) of the superstring action (4.3). If this coefficient is different from $\pm \frac{1}{c\alpha'}$, the conservation conditions for the Grassmannian constraints (4.7b)

$$D_\alpha^I(\sigma) \equiv -\pi_\alpha^I + i(\sigma_m \theta^I)_\alpha (P_m - (-1)^I a' (\partial_\sigma x_m - i\partial_\sigma \theta^J \sigma_m^J)) \approx 0$$

result in the relations

$$\begin{aligned} & \xi_A^{+1} v_{\alpha A}^+ u^{m[-2]} (P_m - (-1)^I a' (\partial_\sigma x_m - 2i \partial_\sigma \theta^J \sigma_m^J)) + \\ & + \xi_A^{-1} v_{\alpha A}^- u^{m[+2]} (P_m + (-1)^{I+1} a' (\partial_\sigma x_m - 2i \partial_\sigma \theta^J \sigma_m^J)) = \\ & = \rho^{\sigma[-2]} \partial_\sigma \theta^{\beta 2} v_{\beta A}^+ v_{\alpha A}^+ (1 - (-1)^{I+1} + \rho^{\sigma[+2]} \partial_\sigma \theta^{\gamma 1} v_{\gamma A}^- v_{\alpha A}^- (1 + (-1)^{I+1})). \end{aligned} \quad (4.36)$$

From Eq.(4.36) we may get the relations similar to Eqs.(4.35a,b) not only for the ξ_A^{+2} and ξ_A^{-1} , but also for the remaining Grassmannian Lagrange multipliers ξ_A^{+1} and ξ_A^{-2} . (The primary and secondary constraints (4.7a),

(4.30) should be used in such computations). So the fermionic κ -symmetry is absent for the theory with the numerical coefficient in front of Wess — Zumino term $a' \neq \pm \frac{1}{c\alpha'}$.

If we choose this coefficient a' to be equal to $\left(-\frac{1}{c\alpha'}\right)$, instead of $+\frac{1}{c\alpha'}$, then the relation (4.36) gives the expressions like Eqs. (4.35a, b), but for the Lagrange multipliers ξ_A^{+1} and ξ_A^{-2} . The Lagrangian multipliers ξ_A^{+2} and ξ_A^{-1} , which remain undetermined in this case, play the role of the parameters of the κ -symmetry transformations.

The conservation of the constraints (4.7a)

$$\Phi_m \equiv P_m - \frac{1}{2} \rho^{\tau|+2|} u_m^{[-2]} - \frac{1}{2} \rho^{\tau|-2|} u_m^{[+2]} + i \frac{1}{c\alpha'} (-1)^I \partial_\sigma \theta^I \sigma_m^I \approx 0$$

yields the following relation

$$\begin{aligned} & u_m^{[+2]} \left[\frac{1}{2} \beta^{\tau|-2|} - \frac{1}{2} \partial_\sigma \rho^{\sigma|-2|} - \Omega_\sigma^{(0)} \rho^{\sigma|-2|} + i\alpha^{(0)} \rho^{\tau|-2|} + \right. \\ & \quad \left. + 2i \frac{1}{c\alpha'} (-1)^I \xi_A^{-I} \partial_\sigma \theta^{\alpha I} v_{\alpha A}^- \right] + \\ & + u_m^{[-2]} \left[\frac{1}{2} \beta^{\tau|+2|} - \frac{1}{2} \partial_\sigma \rho^{\sigma|+2|} - \Omega_\sigma^{(0)} \rho^{\sigma|+2|} - i\alpha^{(0)} \rho^{\tau|+2|} + \right. \\ & \quad \left. + 2i \frac{1}{c\alpha'} (-1)^I \xi_A^{+I} \partial_\sigma \theta^{\alpha I} v_{\alpha A}^+ \right] + \\ & + u_m^{(i)} [(\alpha^{[+2|}(i) \rho^{\tau|-2|} + \alpha^{[-2|}(i) \rho^{\tau|+2|}) - \sum_{\pm} \rho^{\sigma[\mp 2]} \Omega_\sigma^{[\pm 2]}(i) - \\ & \quad - 2i \frac{1}{c\alpha'} (-1)^I (\xi_A^{+I} \gamma_{AB}^i \partial_\sigma \theta^{\alpha I} v_{\alpha B}^- + \xi_A^{-I} \gamma_{AB}^i \partial_\sigma \theta^{\alpha I} v_{\alpha B}^+)] = 0. \quad (4.37) \end{aligned}$$

Here $\Omega_\sigma^{(0)}$, $\Omega_\sigma^{[\pm 2]}(i)$, $\Omega_\sigma^{(i)(j)}$ are the coefficients of the pull-back of the $SO(1,9)$ Cartan forms (3.34) on the world-sheet. They are related to the $d\sigma$ differential and their form may be derived from Eqs. (3.34) using the relation

$$\Omega(d) = d\xi^\mu \Omega_\mu(\xi) = d\tau \Omega_\tau(\tau, \sigma) + d\sigma \Omega_\sigma(\tau, \sigma).$$

The projections of Eq. (4.37) on the composed vectors $u_m^{[-2]}$, $u_m^{[+2]}$, $u_m^{(i)}$ (3.11) of the moving frame system (3.10) give us the following expressions for the Lagrange multipliers

$$\beta^{\tau|-2|} = \partial_\sigma \rho^{\sigma|-2|} + \Omega_\sigma^{(0)} \rho^{\sigma|-2|} - 2i\alpha^{(0)} \rho^{\tau|-2|} - 4i \frac{1}{c\alpha'} \xi_A^{-2} \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} v_{\alpha A}^-, \quad (4.38a)$$

$$\beta^{\tau[+2]} = \partial_\sigma \rho^{\sigma[+2]} - \Omega_\sigma^{(0)} \rho^{\sigma[+2]} + 2i\alpha^{(0)} \rho^{\tau[+2]} + 4i \frac{1}{\alpha\alpha'} \xi_A^{+1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^+, \quad (4.38b)$$

$$\begin{aligned} \alpha^{[+2](i)} \rho^{\tau[-2]} + \alpha^{[-2](i)} \rho^{\tau[+2]} &= \sum_{\pm} \rho^{\sigma[\mp 2]} \Omega_\sigma^{[\pm 2](i)} - \\ &- 2i \frac{1}{\alpha\alpha'} \xi_A^{+1} \gamma_{AB}^i \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha B}^- + 2i \frac{1}{\alpha\alpha'} \xi_A^{-2} \gamma_{AB}^i \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} v_{\alpha B}^+ + \\ &+ 2i \frac{1}{\alpha\alpha'} \left[\frac{\rho^{\sigma[+2]}}{\rho^{\tau[+2]}} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} \partial_\sigma \theta^{\beta 1} + \frac{\rho^{\sigma[-2]}}{\rho^{\tau[-2]}} \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} \partial_\sigma \theta^{\beta 2} \right] v_{\alpha A}^+ \gamma_{AB}^i v_{\beta B}^-. \end{aligned} \quad (4.38c)$$

At last, we should verify the conservation of the secondary constraints (4.30a,b) and (4.34). They may be presented as the projections of one constraint

$$\omega_\sigma^m - \frac{1}{2} \alpha\alpha' \rho^{\tau[+2]} u_m^{[-2]} + \frac{1}{2} \alpha\alpha' \rho^{\tau[-2]} u_m^{[+2]} \approx 0 \quad (4.39)$$

onto the moving frame vectors $u_m^{[-2]}$, $u_m^{[+2]}$, $u_m^{(i)}$. The requirement of the conservation of this constraint leads to the equation similar to (4.37). Moreover, the projections of the equation onto the moving frame vectors $u_m^{[-2]}$ and $u_m^{[+2]}$ coincide with Eqs.(4.38a) and (4.38b), respectively. However, its projection onto the moving frame vectors $u_m^{(i)}$ differs from Eq.(4.38c) and has the form

$$\begin{aligned} \alpha^{[+2](i)} \rho^{\tau[-2]} - \alpha^{[-2](i)} \rho^{\tau[+2]} &= \\ &= \frac{1}{2} [\rho^{\sigma[-2]} \Omega_\sigma^{[+2](i)} - \rho^{\sigma[+2]} \Omega_\sigma^{[-2](i)}] + \\ &+ 2i \frac{1}{\alpha\alpha'} \xi_A^{+1} \gamma_{AB}^i \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha B}^- + 2i \frac{1}{\alpha\alpha'} \xi_A^{-2} \gamma_{AB}^i \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} v_{\alpha B}^+ - \\ &- 2i \frac{1}{\alpha\alpha'} \left[\frac{\rho^{\sigma[+2]}}{\rho^{\tau[+2]}} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} \partial_\sigma \theta^{\beta 1} - \frac{\rho^{\sigma[-2]}}{\rho^{\tau[-2]}} \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} \partial_\sigma \theta^{\beta 2} \right] v_{\alpha A}^+ \gamma_{AB}^i v_{\beta B}^-. \end{aligned} \quad (4.40)$$

This relation corresponds to the requirement of the conservation of the secondary constraints (4.34) and thus is absent in the case of null-superstring (as well as the constraint (4.34) itself). Consequently the corresponding «boost» symmetry [20,21], which characterizes the superparticle [18,20,21] and null-superstring theory [19,42,43], is absent in the case of twistor-like superstring formulation. This is because the discussed superstring action (3.1), (4.3) contains spinor harmonic variables of both types: the $v_{\alpha A}^+$

harmonics as well as the $v_{\alpha\dot{A}}^-$ ones. The eight «boost» symmetries [20,21] consist in the shifting one of these harmonics by harmonics of another type

$$\delta v_{\alpha\dot{A}}^+ = b^{i[-2]} \gamma_{AA}^i v_{\alpha\dot{A}}^- \quad \text{or} \quad \delta v_{\alpha\dot{A}}^- = b^{i[-2]} v_{\alpha\dot{A}}^+ \gamma_{AA}^i.$$

It is clear that such symmetry is present in the theories which formulation contains only one of the types of the harmonics $v_{\alpha\dot{A}}^+$ or $v_{\alpha\dot{A}}^-$. This property is satisfied not only in the twistor-like formulation of massless superparticle, null-superstring and null-super- p -branes [18–21,42,43], but also in the heterotic string formulations of the type of ones discussed in [32,34,36,38,40].*

Eqs.(4.38c) and (4.39) can be solved with respect to the Lagrange multipliers $\alpha^{[+2](i)}$ and $\alpha^{[-2](i)}$

$$\begin{aligned} \alpha^{[+2](i)} = \frac{1}{\rho^{\tau[-2]}} \left[\rho^{\sigma[-2]} \frac{1}{2} \Omega_{\sigma}^{[+2](i)} + 2i \frac{1}{c\alpha'} \xi_A^{-2} \gamma_{AB}^i \partial_{\sigma} \theta^{\alpha 2} v_{\alpha\dot{B}}^+ + \right. \\ \left. + 2i \frac{1}{c\alpha'} \frac{\rho^{\sigma[-2]}}{\rho^{\tau[-2]}} \partial_{\sigma} \theta^{\alpha 2} \partial_{\sigma} \theta^{\beta 2} v_{\alpha\dot{A}}^+ \gamma_{AB}^i v_{\beta\dot{B}}^- \right], \end{aligned} \quad (4.41a)$$

$$\begin{aligned} \alpha^{[-2](i)} = \frac{1}{\rho^{\tau[+2]}} \left[\rho^{\sigma[+2]} \frac{1}{2} \Omega_{\sigma}^{[-2](i)} - 2i \frac{1}{c\alpha'} \xi_A^{+1} \gamma_{AB}^i \partial_{\sigma} \theta^{\alpha 1} v_{\alpha\dot{B}}^- + \right. \\ \left. + 2i \frac{1}{c\alpha'} \frac{\rho^{\sigma[+2]}}{\rho^{\tau[+2]}} \partial_{\sigma} \theta^{\alpha 1} \partial_{\sigma} \theta^{\beta 1} v_{\alpha\dot{A}}^+ \gamma_{AB}^i v_{\beta\dot{B}}^- \right]. \end{aligned} \quad (4.41b)$$

Thus the verification of the conservation of the constraints under the evolution is completed and, hence, the complete set of the first-class constraints is extracted (up to a transition to some linear combinations of them). They may be defined as the variations of the generalized Hamiltonian H' (4.27), (4.28) with respect to the generalized Lagrange multipliers, which set may contain the undetermined field parameters of the canonical Hamiltonian playing the role of the Lagrange multipliers for the secondary constraints (besides the original Lagrange multipliers). In the discussed case we may use as a gene-

*These formulations may be named half-twistor-like because only one of the Virasoro constraints is «twistorized» (i.e., is solved using twistor-like prescription) in them. And just this fact explains the presence of the (heterotic superstring) «boost» symmetry in them. Indeed, as it is easy to see from the discussed superstring formulation (3.10), (4.3), the inclusion of both types of harmonic variable is necessary just for the «twistorization» of both Virasoro constraints. And so, the formulations in which only one of them is «twistorized» may be constructed using only type of spinor harmonics and, consequently, may have the «boost» symmetry.

ralized Lagrange multipliers the moving frame density variables $\rho^{\sigma[\mp 2]}$, which are related with the original Lagrange multipliers $a^{[\mp 2]}$ by Eqs.(4.31a,b)*.

After the substitution of the expressions for the dependent Lagrange multipliers (4.31), (4.33), (4.35), (4.38a,b), (4.40) into the expressions (4.27) and taking into account (4.28), the generalized Hamiltonian may be written as follows

$$H'(\tau, \sigma) = \frac{c\alpha'}{2} \rho^{\sigma[+2]} L^{[-2]}(\tau, \sigma) - \frac{c\alpha'}{2} \rho^{\sigma[-2]} L^{[+2]}(\tau, \sigma) + \xi_A^{+1} D_A^- + \xi_A^{-2} D_A^+ + i\alpha^{(0)} D^{(0)} + \frac{1}{2} \alpha^{ij} \Pi^{ij} + \beta^{\sigma[\mp 2]} P_{(\rho)\sigma}^{[\pm 2]}. \quad (4.42)$$

The first-class constraints has the following form

$$L^{[-2]} \equiv \frac{2}{c\alpha'} \frac{\partial H'}{\partial \rho^{\sigma[+2]}} = u^{[-2]m} L_m^1 + \frac{2}{c\alpha'} \frac{1}{\rho^{[+2]\tau}} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^- (v_A^{+\gamma} D_\gamma^1) + \frac{1}{c\alpha'} \frac{1}{\rho^{[+2]\tau}} \Omega_\sigma^{[-2]i} \Pi^{i[+2]} + 4i [c\alpha' \rho^{[+2]\tau}]^{-2} \times$$

$$\times \partial_\sigma \Theta^{\alpha 1} \partial_\sigma \Theta^{\gamma 1} v_{\alpha A}^+ \gamma_{AB}^i v_{\gamma B}^- \Pi^{i[+2]} - \frac{2}{c\alpha'} \partial_\sigma P_{(\rho)\tau}^{[-2]} - \frac{2}{c\alpha'} \Omega_\sigma^{(0)} P_{(\rho)\tau}^{[-2]} \approx 0, \quad (4.43a)$$

$$\hat{D}_A^-(\sigma) \equiv \frac{\partial H'}{\partial \xi_A^{+1}} = v_A^{\alpha-} D_\alpha^1(\sigma) - \frac{2i}{c\alpha' \rho^{[+2]\tau}} \gamma_{AA}^i v_{\alpha A}^- \partial_\sigma \Theta^{\alpha 1} \Pi^{i[+2]} + \frac{4i}{c\alpha'} \partial_\sigma \Theta^{\gamma 1} v_{\gamma A}^+ P_{(\rho)\tau}^{[-2]} \approx 0, \quad (4.43b)$$

$$L^{[+2]} \equiv -\frac{2}{c\alpha'} \frac{\partial H'}{\partial \rho^{\sigma[-2]}} = u^{[+2]m} L_m^2 - \frac{2}{c\alpha'} \frac{1}{\rho^{[-2]\tau}} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 2} v_{\alpha A}^+ [v_A^{-\gamma} D_\gamma^2] - \frac{1}{c\alpha'} \frac{1}{\rho^{[-2]\tau}} \Omega_\sigma^{[+2]i} \Pi^{i[-2]} i -$$

*It is important to note that the choice of the generalized Lagrange multipliers is a very delicate point. So, if we try to use the components of the world-sheet repere $e^{\sigma[\mp 2]}$ as the generalized Lagrange multipliers (instead of components of vector densities $\rho^{\sigma[\mp 2]} \equiv (\alpha')^{-1/2} e^{\sigma[\mp 2]}$), then the extraction of the corresponding first-class constraint becomes problematic because of the nonlinear dependence of the resulting expression for the generalized Hamiltonian on $e^{\sigma[\mp 2]}$. In the discussed case such problem may be solved by using the relations (4.31) of the discussed repere variables with the original Lagrange multipliers and requiring that new generalized Lagrange multiplier must be expressed by linear relation through the original one.

$$\begin{aligned}
& -4i [\alpha\alpha'\rho^{[-2]\tau}]^{-2} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 2} \partial_\sigma \Theta^{\gamma 2} v_{\alpha A}^+ \gamma_{AB}^i v_{\gamma B}^- \Pi^{[-2]i} + \\
& + \frac{2}{\alpha\alpha'} \partial_\sigma P_{(\rho)\tau}^{[+2]} - \frac{2}{\alpha\alpha'} \Omega_\sigma^{(0)} P_{(\rho)\tau}^{[+2]} \approx 0,
\end{aligned} \quad (4.43c)$$

$$\begin{aligned}
\hat{D}_A^+(\sigma) \equiv \frac{\partial H'}{\partial \xi_A^{-2}} &= v_A^+ D_A^2(\sigma) + \frac{2i}{\alpha\alpha'\rho^{[-2]\tau}} \tilde{\gamma}_{AA}^i v_{\alpha A}^+ \partial_\sigma \Theta^{\alpha 2} \Pi^{[-2]i} - \\
& - \frac{4i}{\alpha\alpha'} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 2} v_{\gamma A}^- P_{(\rho)\tau}^{[+2]} \approx 0,
\end{aligned} \quad (4.43d)$$

$$D^{(0)} \equiv \Pi^{(0)} + 2\rho^{[+2]\tau} P_{(\rho)\tau}^{[-2]} - 2\rho^{[-2]\tau} P_{(\rho)\tau}^{[+2]} \approx 0, \quad (4.43e)$$

$$D^{ij} \equiv \Pi^{ij} \approx 0, \quad (4.43f)$$

$$P_{(\rho)\sigma}^{[\mp 2]} \approx 0, \quad (4.43g)$$

where the expressions D_α^I, L_m^I ($I = 1, 2$) are defined by the relations

$$D_\alpha^I(\sigma) \equiv -\pi_\alpha^I + i(\sigma^m \theta^I)_\alpha \left[P_m - (-1)^I \frac{1}{\alpha\alpha'} (\partial_\sigma x_m - i\partial_\mu \theta^I \sigma_m \theta^I) \right], \quad (4.44)$$

$$L_m^I \equiv \left[P_m - (-1)^I \frac{1}{\alpha\alpha'} \omega_\sigma^m + \frac{i}{\alpha\alpha'} \sum_J (-1)^J \partial_\sigma \theta^J \sigma_m \theta^J \right], \quad I, J = 1, 2. \quad (4.45)$$

The first-class constraints (4.43a,b) generate the reparameterization symmetry with parameters $\rho^{\sigma[\mp 2]}$ on Poisson brackets. The first-class constraints (4.43c,d), (4.43e), (4.43f) generate the κ -symmetry transformations (with parameters ξ_A^{+1} and ξ_A^{-2}), $SO(1,1)$ symmetry (with parameters $\alpha^{(0)}$), $SO(8)$ symmetry (with parameters α^{ij}) and, finally, the symmetry under the arbitrary of the repere density components $\rho^{\sigma[\mp 2]}$ (with parameters $\beta^{\sigma[\mp 2]}$). The last symmetry means the Lagrange multiplier nature of the variables $\rho^{\sigma[\mp 2]}$.

The connection of the reparameterization symmetry generators (4.43a,c) with the well-known Virasoro constraints should be discussed in the next section.

Thus the complete set of the covariant and irreducible first-class constraints for the $D = 10, N = 11B$ superstring in the twistor-like Lorentz harmonic formulation (3.1), (4.3) is derived.

5. ALGEBRA OF IRREDUCIBLE SYMMETRIES AND SECOND CLASS CONSTRAINT SYMPLECTIC STRUCTURE FOR GREEN-SCHWARZ SUPERSTRING

5.1. First-Class Constraints and Their Algebra. To simplify the algebra of the gauge symmetries generated by the first-class constraints (4.43), let us redefine them, using some linear transformations inside of the first-class constraints set. To formulate the results of such redefinition in a compact form, let us introduce the following bosonic and fermionic blocks

$$\tilde{L}_m^1 \equiv L_m^1 - \partial_\sigma A_m^1, \quad (5.1a)$$

$$\tilde{D}_\alpha^1(\sigma) \equiv D_\alpha^1(\sigma) + 2i(\sigma^m \theta^1)_\alpha A_m^1, \quad (5.1b)$$

$$\tilde{L}_m^2 \equiv L_m^2 - \partial_\sigma A_m^2, \quad (5.2a)$$

$$\tilde{D}_\alpha^2(\sigma) \equiv D_\alpha^2(\sigma) + 2i(\sigma^m \theta^2)_\alpha A_m^2, \quad (5.2b)$$

where

$$A_m^1 \equiv u_m^{[+2]} P_{(\rho)^r}^{[-2]} - u_m^{(i)} \Pi^{[+2]i} / \rho^{\tau[+2]} \approx 0, \quad (5.3a)$$

$$A_m^2 \equiv u_m^{[-2]} P_{(\rho)^r}^{[+2]} - u_m^{(i)} \Pi^{[-2]i} / \rho^{\tau[-2]} \approx 0, \quad (5.3b)$$

and expressions $D_\alpha^I, L_m^I (I = 1, 2)$ are defined by the relations (4.44), (4.45), or by the expressions

$$L_m^1 \equiv \left[P_m + \frac{1}{c\alpha'} (\partial_\sigma x_m - 2i \partial_\sigma \theta^1 \sigma_m \theta^1) \right], \quad (5.4a)$$

$$D_\alpha^1(\sigma) \equiv -\pi_\alpha^1 + i(\sigma^m \theta^1)_\alpha \left[P_m + \frac{1}{c\alpha'} (\partial_\sigma x_m - i \partial_\mu \theta^1 \sigma_m \theta^1) \right], \quad (5.4b)$$

$$L_m^2 \equiv \left[P_m - \frac{1}{c\alpha'} (\partial_\sigma x_m - 2i \partial_\sigma \theta^2 \sigma_m \theta^2) \right], \quad (5.5a)$$

$$D_\alpha^2(\sigma) \equiv -\pi_\alpha^2 + i(\sigma^m \theta^2)_\alpha \left[P_m - \frac{1}{c\alpha'} (\partial_\sigma x_m - i \partial_\mu \theta^2 \sigma_m \theta^2) \right]. \quad (5.5b)$$

The algebraic structure associated with blocks (5.4), (5.5) is very simple one

$$\{D_\alpha^I(\sigma), D_\beta^J(\sigma')\}_P = 2i \delta^{IJ} \sigma_{\alpha\beta}^m L_m^I \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.6a)$$

$$[D_\alpha^I(\sigma), L_n^J(\sigma')]_P = (-1)^I \delta^{IJ} 4i(c\alpha')^{-1} (\partial_\sigma \theta^I \sigma_n)_\alpha \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.6b)$$

$$[L_m^I(\sigma), L_n^J(\sigma')]_P = 2(-1)^I \delta^{IJ} (\alpha\alpha')^{-1} \eta_{mn} \partial_\sigma \delta(\sigma - \sigma'). \quad (5.6c)$$

Their sets are decomposed naturally onto the two pieces (D_α^1, L_m^1) and (D_α^2, L_m^2) , associated with the different light-like directions tangent to the superstring world-sheet. Inside of any of such pieces the bracket for two fermionic blocks produces the corresponding bosonic one (5.6a), the bracket for the bosonic block with the fermionic one produces the derivative of the corresponding Grassmannian variable (5.6b) and, finally, the bracket for two bosonic blocks is equal to the product of the flat space-time metric on the derivative of δ -function (5.6c). The brackets vanish for any two blocks belonging to the different sets (i.e., associated with different light-cone directions).

In distinction with Eqs.(5.6), the algebra of the blocks A_m^I has the vanishing brackets for any two blocks from the same set and complicated nonvanishing brackets for the pair A_m^1, A_m^2 of blocks associated with the different light-like directions

$$[A_m^1(\sigma), A_n^1(\sigma')]_P = 0, \quad [A_m^2(\sigma), A_n^2(\sigma')]_P = 0, \quad (5.7a,b)$$

$$[A_m^1(\sigma), A_n^2(\sigma')]_P = (\rho^{|+|+2|} \rho^{|-|-2|})^{-1} [u_m^{(i)} u_n^{(j)} (\delta^{ij} D^{(0)} + 2D^{ij}) + u_m^{(i)} u_n^{(+2|} \Pi^{|-|-2|i} - u_m^{(-2|} u_n^{(j)} \Pi^{|+|+2|j}] \approx 0. \quad (5.7c)$$

It is important that the brackets (5.7c) vanish in the weak sense and include in its right-hand side the harmonical constraints (4.43e,f) (which are the first-class ones) and (4.25b) (which are the second-class ones) only.

Taking into account Eqs.(5.6), (5.7), we can see that the algebra of the blocks $\tilde{L}_m^1(\sigma), \tilde{D}_\alpha^1(\sigma)$ is defined by following relations

$$\{\tilde{D}_\alpha^1(\sigma), \tilde{D}_\beta^1(\sigma')\}_P = 2i \sigma_{\alpha\beta}^m \tilde{L}_m^1 \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.8a)$$

$$[\tilde{D}_\alpha^1(\sigma), \tilde{L}_n^1(\sigma')]_P = -4i (\alpha\alpha')^{-1} (\partial_\sigma \theta^1 \sigma_n)_\alpha \partial(\sigma - \sigma'), \quad (5.8b)$$

$$[\tilde{L}_m^1(\sigma), \tilde{L}_n^1(\sigma')]_P = -2 (\alpha\alpha')^{-1} \eta_{mn} \partial_\sigma \delta(\sigma - \sigma') \quad (5.8c)$$

and coincides with the algebra (5.6) written for $I = J = 1$.

The same is true for the algebra of $\tilde{D}_\alpha^2(\sigma), \tilde{L}_n^2(\sigma')$,

$$\{\tilde{D}_\alpha^2(\sigma), \tilde{D}_\beta^2(\sigma')\}_P = 2i \sigma_{\alpha\beta}^m \tilde{L}_m^2 \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.9a)$$

$$[\tilde{D}_\alpha^2(\sigma), \tilde{L}_n^2(\sigma')]_P = +4i (\alpha\alpha')^{-1} (\partial_\sigma \theta^2 \sigma_n)_\alpha \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.9b)$$

$$[\tilde{L}_m^2(\sigma), \tilde{L}_n^2(\sigma')] |_P = +2 (\alpha\alpha')^{-1} \eta_{mn} \partial_\sigma \delta(\sigma - \sigma') \quad (5.9c)$$

(see Eqs. (5.6) with $I = J = 2$).

However, the «crossing» terms have the more complicated form and are completely determined by the brackets (5.7c)

$$\begin{aligned} & \{\tilde{D}_\alpha^1(\sigma), \tilde{D}_\beta^2(\sigma')\}_P = \\ & = 4i (\alpha\alpha')^{-2} (\partial_\sigma \theta^1 \sigma_n)_\alpha (\partial_\sigma \theta^2 \sigma_n)_\beta [A_m^1(\sigma), A_n^2(\sigma')] |_P, \end{aligned} \quad (5.10a)$$

$$\begin{aligned} & [\tilde{D}_\alpha^1(\sigma), \tilde{L}_n^2(\sigma')] |_P = \\ & = 2i (\alpha\alpha')^2 (\partial_\sigma \theta^1 \sigma_n)_\alpha (\sigma) \partial_{\sigma'} [A_n^1(\sigma), A_m^2(\sigma')] |_P, \end{aligned} \quad (5.10b)$$

$$\begin{aligned} & [\tilde{L}_n^1(\sigma), \tilde{D}_\alpha^2(\sigma')] |_P = \\ & = 2i (\alpha\alpha')^2 (\partial_\sigma \theta^2 \sigma_n)_\alpha (\sigma') \partial_\sigma [A_m^1(\sigma), A_n^2(\sigma')] |_P, \end{aligned} \quad (5.10c)$$

$$[\tilde{L}_m^1(\sigma), \tilde{L}_n^2(\sigma')] |_P = - (\alpha\alpha')^{-2} \partial_\sigma \partial_{\sigma'} [A_m^1(\sigma), A_n^2(\sigma')] |_P, \quad (5.10d)$$

as it is easy to see from Eqs. (5.6), (5.7).

The first class constraints $Y_M^I = (Y_M^1, Y_M^2)$ (4.43a-d), which generate κ -symmetry and reparameterization transformations, may be redefined as follows

$$\begin{aligned} Y_M^1(\sigma) & \equiv (L^1(\sigma), \hat{D}_A^-(\sigma)); \\ L^1(\sigma) & \equiv 2\rho^{\tau|+2|} \tilde{L}^{[-2]} \equiv \\ & \equiv 2\rho^{\tau|+2|} u^{m| -2|} \tilde{L}_m^1(\sigma) + 4(\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} \tilde{D}_\alpha^1(\sigma), \end{aligned} \quad (5.11a)$$

$$\hat{D}_A^-(\sigma) \equiv v_A^{-\alpha}(\sigma) \tilde{D}_\alpha^1(\sigma), \quad (5.11b)$$

$$\begin{aligned} Y_M^2(\sigma) & \equiv (L^2(\sigma), \hat{D}_A^+(\sigma)); \\ L^2(\sigma) & \equiv 2\rho^{\tau|-2|} \tilde{L}^{[+2]} \equiv \\ & \equiv 2\rho^{\tau|-2|} u^{m| +2|} \tilde{L}_m^2(\sigma) - 4(\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} \tilde{D}_\alpha^2(\sigma), \end{aligned} \quad (5.12a)$$

$$\hat{D}_A^+(\sigma) \equiv v_A^{+\alpha}(\sigma) \tilde{D}_\alpha^2(\sigma). \quad (5.12b)$$

The distinctions in Eqs. (5.11), (5.12) with respect to (4.43a-d) lay

i) in the adding of the expressions

$$+ \frac{2}{\alpha\alpha'} \frac{1}{\rho^{|+2|\tau}} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^- (v_A^{-\gamma} \tilde{D}_\gamma^1)$$

and

$$-\frac{2}{\alpha\alpha'} \frac{1}{\rho^{|-2|}\tau} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 2} v_{\alpha A}^+ [v_A^{+\gamma} \tilde{D}_\gamma^2],$$

which are proportional to the first class constraints (5.11b), (5.12b) (or equivalently, to (4.43b), (4.43d)), to the constraints (4.43a), respectively and

ii) in the multiplying the resulting expressions on the overall factors $2\rho^{\tau|+2|}$ and $2\rho^{\tau|-2|}$, respectively.

The algebra of reparameterization and κ -symmetry transformations, associated with the same light-like direction tangent to the world-sheet, is realized in the form of the following bracket relations

$$[Y_M^1, Y_N^1]_P = C_{MN}^{1K} Y_N^1: \quad (5.13)$$

$$[L^1(\sigma), L^1(\sigma')]_P = -4(\alpha\alpha')^{-1}(L^1(\sigma) + L^1(\sigma')) \partial_\sigma \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.13a)$$

$$[L^1(\sigma), \hat{D}_A^-(\sigma')]_P = -4(\alpha\alpha')^{-1} \hat{D}_A^-(\sigma) \partial_\sigma \delta(\sigma - \sigma') + 2(\alpha\alpha')^{-1} \Omega_\sigma^{(0)}(\sigma) \hat{D}_A^-(\sigma) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.13b)$$

$$\{\hat{D}_A^-(\sigma), \hat{D}_B^-(\sigma')\}_P = i\delta_{AB}(\rho^{\tau|+2|})^{-1}(L^1(\sigma) - 4(\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha C}^+ \hat{D}_C^-(\sigma)) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.13c)$$

$$[Y_M^2, Y_N^2]_P = C_{MN}^{2K} Y_N^2: \quad (5.14)$$

$$[L^2(\sigma), L^2(\sigma')]_P = 4(\alpha\alpha')^{-1}(L^2(\sigma) + L^2(\sigma')) \partial_\sigma \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.14a)$$

$$[L^2(\sigma), \hat{D}_A^+(\sigma')]_P = 4(\alpha\alpha')^{-1} \hat{D}_A^+(\sigma) \partial_\sigma \delta(\sigma - \sigma') + 2(\alpha\alpha')^{-1} \Omega_\sigma^{(0)}(\sigma) \hat{D}_A^+(\sigma) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.14b)$$

$$\{\hat{D}_A^+(\sigma), \hat{D}_B^+(\sigma')\}_P = i\delta_{AB}(\rho^{\tau|-2|})^{-1}(L^1(\sigma) + 4(\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} v_{\alpha C}^- \hat{D}_C^+(\sigma)) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.14c)$$

where $\Omega_\sigma^{(0)}(\sigma)$ is the σ -component of the $SO(1,1)$ Cartan form (3.32a); they transform as the connection (or gauge field) component under the gauge $SO(1,1)$ transformations.

The brackets of the reparameterization and κ -symmetry generators, associated with the different light-like world-sheet directions, have more

complicated structure. However they are completely defined by the relations (5.7c)

$$\begin{aligned} [Y_M^1(\sigma), Y_N^2(\sigma')] |_\rho &= C_{MN}^{12ij} \delta(\sigma - \sigma') (\delta^{ij} D^{(0)} + 2D^{ij}) : \\ [L^1(\sigma), L^2(\sigma')] |_\rho &= -16(c\alpha')^{-1} \Omega_\sigma^{[-2]i} \Omega_\sigma^{[+2]j} \times \\ &\quad \times (\delta^{ij} D^{(0)} + 2D^{ij}) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (5.15a)$$

$$\begin{aligned} [L^1(\sigma), \hat{D}_A^+(\sigma')] |_\rho &= 4i((c\alpha')^2 \rho^{\tau[-2]})^{-1} \Omega_\sigma^{[-2]i} \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} v_{\alpha B}^+ \gamma_{BA}^j \times \\ &\quad \times (\delta^{ij} D^{(0)} + 2D^{ij}) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (5.15b)$$

$$\begin{aligned} [\hat{D}_A^-(\sigma), L^2(\sigma')] |_\rho &= 4i((c\alpha')^2 \rho^{\tau[+2]})^{-1} \Omega_\sigma^{[+2]j} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha B}^- \tilde{\gamma}_{BA}^i \times \\ &\quad \times (\delta^{ij} D^{(0)} + 2D^{ij}) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (5.15c)$$

$$\begin{aligned} \{\hat{D}_A^-(\sigma), \hat{D}_A^+(\sigma')\} |_\rho &= 4((c\alpha')^2 \rho^{\tau[+2]} \rho^{\tau[-2]})^{-1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha B}^- \gamma_{BA}^j \times \\ &\quad \times \partial_\sigma \theta^{\alpha 2} v_{\alpha B}^+ \gamma_{BA}^i (\delta^{ij} D^{(0)} + 2D^{ij}) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (5.14d)$$

where $\Omega_\sigma^{[+2]i}$, $\Omega_\sigma^{[-2]i}$ are the components of the pull-backs of the covariant Cartan forms (4.32b,c) ($\Omega_\sigma \equiv \Omega(\partial_\sigma)$) and

$$D^{(0)} \equiv \Pi^{(0)} + 2\rho^{[+2]\tau} \rho_{(\rho)\tau}^{[-2]} - 2\rho^{[-2]\tau} \rho_{(\rho)\tau}^{[+2]} \approx 0, \quad (5.16a)$$

$$D^{ij} \equiv \Pi^{ij} \approx 0, \quad (5.16b)$$

are the first-class constraints (4.43e,f) generating the $SO(1,1)$ and $SO(8)$ gauge symmetries (on the Poisson brackets).

The fact of closure of the superparameterization symmetry algebra (i.e., the algebra of reparameterizations and κ -symmetry transformations) on the $SO(1,1)$ and $SO(8)$ gauge symmetry transformations is a significant one. It means that $SO(1,1) \times SO(8)$ gauge symmetry connects different light-like directions, tangent to the world-sheet.

The bracket relations of the $SO(1,1)$ and $SO(8)$ symmetry generators (5.16a,b) with another first-class constraints are defined by the $SO(1,1)$ weight and $SO(8)$ index structures of such constraints

$$\begin{aligned} [D^{(0)}(\sigma), Y_M^I(\sigma')] |_\rho &= w(Y_M^I) Y_M^I(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') : \\ [D^{(0)}(\sigma), \hat{D}_A^-(\sigma')] |_\rho &= -\hat{D}_A^-(\sigma) \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (5.17a)$$

$$[D^{(0)}(\sigma), \hat{D}_A^+(\sigma')] |_\rho = +\hat{D}_A^+(\sigma) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.17b)$$

$$[D^{(0)}(\sigma), L^{1,2}(\sigma')]_P = 0, \quad (5.17c)$$

$$[D^{(0)}(\sigma), D^{ij}(\sigma')]_P = 0, \quad (5.17d)$$

$$[D^{ij}(\sigma), Y_M^I(\sigma')]_P = (\gamma^{ij})_M^N Y_N^I(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') : \\ [D^{ij}(\sigma), \hat{D}_A^-(\sigma')]_P = -\gamma_{AB}^{ij} \hat{D}_B^-(\sigma) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.18a)$$

$$[D^{ij}(\sigma), \hat{D}_A^+(\sigma')]_P = +\gamma_{AB}^{ij} \hat{D}_B^+(\sigma) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.18b)$$

$$[D^{ij}(\sigma), L^{1,2}(\sigma')]_P = 0, \quad (5.18c)$$

$$[D^{ij}(\sigma), D^{i'j'}(\sigma')]_P = 2\delta^{i[i'} D^{j]j'}(\sigma) \delta(\sigma - \sigma'). \quad (5.18d)$$

So, the algebra of the first-class constraints

$$Y_\Lambda \equiv (Y_M^I(\sigma), Y_N^2(\sigma), D^{(0)}(\sigma), D^{ij}(\sigma), P_{(\rho)\sigma}^{[\pm 2]}) \equiv \\ \equiv (L^1(\sigma), \hat{D}_A^-(\sigma), L^2(\sigma), \hat{D}_A^+(\sigma), D^{(0)}, D^{ij}(\sigma), P_{(\rho)\sigma}^{[\pm 2]}), \\ [Y_\Lambda(\sigma), Y_\Sigma(\sigma')]_P = \int d\sigma'' C_{\Lambda\Sigma}^\Pi(\sigma, \sigma' | \sigma'') Y_\Pi(\sigma'') \quad (5.19)$$

is completely specified by Eqs. (5.13)–(5.15), (5.18), except for the bracket relations of them with the rest two first-class constraints $P_{(\rho)\sigma}^{[\pm 2]} \approx 0$ (4.43g).

All these brackets vanish because of the absence of the variables $\rho^{[\mp 2]\sigma}$ in the expressions for the first-class constraints

$$[P_{(\rho)\sigma}^{[\pm 2]}(\sigma), Y_\Sigma(\sigma')]_P = 0. \quad (5.20)$$

The symmetry generated by the constraints $P_{(\rho)\sigma}^{[\pm 2]} \approx 0$ indicates the Lagrange multiplier nature of the zweibein densities $\rho^{[\mp 2]\sigma}$ in the discussed formulation.

5.2. Second-Class Constraints, Their Algebra and Symplectic Structure. The rest of the constraints (4.7), (4.25) are the second-class ones. They also may be decomposed naturally onto the two sets

$$S_f = (S_f^1, S_f^2) \approx 0 \quad (5.21)$$

associated with different light-like directions tangent to the world-sheet

$$S_f^1 \approx 0: \quad (5.22)$$

$$L^{1(i)}(\sigma) \equiv u^{m(i)}(\sigma) L_m^1(\sigma) = \\ = u^{m(i)} [P_m + \frac{1}{\alpha\alpha'} (\partial_\sigma x_m - 2i \partial_\sigma \theta^1 \sigma_m \theta^1)] \approx 0, \quad (5.22a)$$

$$v_A^{+\alpha}(\sigma) D_\alpha^1(\sigma) \approx 0, \quad (5.22b)$$

$$\Pi^{l+2l(i)}(\sigma) \approx 0, \quad (5.22c)$$

$$\rho^{l+2l\tau} - \frac{1}{2} u^{m|+2l} L_m^1(\sigma) \approx 0, \quad (5.22d)$$

$$P_{(\rho)\tau}^{l-2l}(\sigma) \approx 0, \quad (5.22e)$$

$$S_f^2 \approx 0: \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} L^{2(i)}(\sigma) &\equiv u^{m(i)}(\sigma) L_m^2(\sigma) = \\ &= u^{m(i)} [P_m - \frac{1}{c\alpha'} (\partial_\sigma x_m - 2i \partial_\sigma \theta^2 \sigma_m \theta^2)] \approx 0, \end{aligned} \quad (5.23a)$$

$$v_A^{-\alpha}(\sigma) D_\alpha^2(\sigma) \approx 0, \quad (5.23b)$$

$$\Pi^{l-2l(i)}(\sigma) \approx 0, \quad (5.23c)$$

$$\rho^{l-2l\tau} - \frac{1}{2} u^{m|-2l} L_m^2(\sigma) \approx 0, \quad (5.23d)$$

$$P_{(\rho)\tau}^{l+2l}(\sigma) \approx 0. \quad (5.23e)$$

A nondegenerate symplectic structure Ω_{fg}^{IJ}

$$\{S_f^I, S_g^J\}_P \approx \Omega_{fg}^{IJ} \quad (5.24)$$

of the set of constraints (5.21), (5.22) is the block-diagonal one and is defined by the relations

$$\{S_f^1, S_g^1\}_P \approx \Omega_{fg}^1: \quad (5.25)$$

$$\begin{aligned} \{v_A^{+\alpha} D_\alpha^1(\sigma), v_B^{+\alpha} D_\alpha^1(\sigma')\}_P &= 2i \delta_{AB} u^{m|+2l} L_m^1 \delta(\sigma - \sigma') \approx \\ &\approx 4i \delta_{AB} \rho^{l+2l\tau} \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (5.25a)$$

$$[L^{1(i)}(\sigma), v_B^{+\alpha} D_\alpha^1(\sigma')]_P = -4i(c\alpha')^{-1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^+ \gamma_{AB}^i \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.25b)$$

$$[L^{1(i)}(\sigma), L^{1(j)}(\sigma')]_P = -2(c\alpha')^{-1} (\delta^{ij} \partial_\sigma - \Omega_\sigma^{ij}) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.25c)$$

$$\begin{aligned} [\Pi^{l+2l(i)}(\sigma), L^{1(j)}(\sigma')]_P &= \delta^{ij} u^{m|+2l} L_m^1(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \approx \\ &\approx 2\delta^{ij} \rho^{l+2l\tau} \delta(\sigma - \sigma'), \end{aligned} \quad (5.25d)$$

$$\left[\left(\rho^{[+2]\tau} - \frac{1}{2} u^{m[+2]} L_m^1 \right) (\sigma), L^{1(j)}(\sigma') \right]_P =$$

$$= (\alpha\alpha')^{-1} \Omega_\sigma^{[+2]i} \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.25e)$$

$$\left[P_{(\rho)\tau}^{[-2]}(\sigma), \left(\rho^{[+2]\tau} - \frac{1}{2} u^{m[+2]} L_m^1 \right) (\sigma') \right]_P = \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.25f)$$

$$\{S_f^2, S_g^2\}_P \approx \Omega_{fg}^2. \quad (5.26)$$

$$\{v_A^{-\alpha} D_\alpha^2(\sigma), v_B^{-\alpha} D_\alpha^2(\sigma')\}_P = 2i \delta_{AB} u^{m[-2]} L_m^2(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \approx$$

$$\approx 4i \delta_{AB} \rho^{[-2]\tau} \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.26a)$$

$$[L^{2(i)}(\sigma), v_B^{-\alpha} D_\alpha^2(\sigma')]_P = 4i (\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma^{\alpha 2} v_{\alpha A}^- \gamma_{BA}^i \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.26b)$$

$$[L^{1(i)}(\sigma), L^{1(j)}(\sigma')]_P = 2 (\alpha\alpha')^{-1} (\delta^{ij} \partial_\sigma - \Omega_\sigma^{ij}) \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.26c)$$

$$[\Pi^{[-2](i)}(\sigma), L^{2(j)}(\sigma')]_P = \delta^{ij} u^{m[-2]} L_m^2(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \approx$$

$$\approx 2\delta_{AB} \rho^{[-2]\tau} \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.26d)$$

$$\left[\left(\rho^{[-2]\tau} - \frac{1}{2} u^{m[-2]} L_m^2 \right) (\sigma), L^{2(j)}(\sigma') \right]_P =$$

$$= (\alpha\alpha')^{-1} \Omega_\sigma^{[-2]i} \delta(\sigma - \sigma'), \quad (5.26e)$$

$$\left[P_{(\rho)\tau}^{[+2]}(\sigma), \left(\rho^{[-2]\tau} - \frac{1}{2} u^{m[-2]} L_m^2 \right) (\sigma') \right]_P = \delta(\sigma - \sigma'). \quad (5.26f)$$

All other brackets between the pairs of the constraints from the same set (either (5.20), or (5.21)) vanish in the strong sense. The brackets between the constraints from different sets are all equal to zero in the weak sense

$$\{S_f^1, S_g^2\}_P \approx 0. \quad (5.27)$$

All of these bracket relations, which are nonvanishing in the strong sense, involve the constraints (5.22c), or (5.23c)

$$\{S_f^1, S_g^2\}_P \neq 0 (\approx 0): \quad (5.28)$$

$$[\Pi^{[+2](i)}(\sigma), \Pi^{[-2](j)}(\sigma')]_P = (\delta^{ij} D^{(0)} + 2D^{ij}) \delta(\sigma - \sigma') \approx 0, \quad (5.28a)$$

$$[\Pi^{[+2](i)}(\sigma), v_B^{-\alpha} D_\alpha^2(\sigma')]_P = -\gamma_{BA}^i \hat{D}_A^+(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \approx 0, \quad (5.28b)$$

$$[v_A^{+\alpha} D_\alpha^1(\sigma), \Pi^{[-2]j}(\sigma')]|_P = \gamma_{BA}^i \hat{D}_A^-(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \approx 0, \quad (5.28c)$$

$$\begin{aligned} [\Pi^{[+2]i}(\sigma), L^{2j}(\sigma')]|_P &= \delta^{ij} u^{m[+2]} L_m^2(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \equiv \\ &\equiv \delta^{ij} (2\rho^{[-2]r})^{-1} \left[L^2(\sigma) + \frac{4}{\alpha\alpha'} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 2} v_{\alpha A}^- \hat{D}_A^+(\sigma) + \right. \\ &+ \frac{4}{\alpha\alpha'} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 2} v_{\alpha A}^+ (v_A^{-\gamma} D_\gamma^2) - \frac{4}{\alpha\alpha'} \rho^{[-2]r} (\partial_\sigma - \Omega_\sigma^{(0)}) P_{(\rho)r}^{[+2]} + \\ &\left. + \frac{4}{\alpha\alpha'} \Omega_\sigma^{[+2]i'} \Pi^{[-2]i'} \right] \delta(\sigma - \sigma') \approx 0, \end{aligned} \quad (5.28d)$$

$$\begin{aligned} [L^{1(i)}(\sigma), \Pi^{[+2]j}(\sigma')]|_P &= \delta^{ij} u^{m[-2]} L_m^1(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \equiv \\ &\equiv -\delta^{ij} (2\rho^{[+2]r})^{-1} \left[L^1(\sigma) - \frac{4}{\alpha\alpha'} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^+ \hat{D}_A^-(\sigma) - \right. \\ &- \frac{4}{\alpha\alpha'} \partial_\sigma \Theta^{\alpha 1} v_{\alpha A}^- (v_A^{+\gamma} D_\gamma^1) + \frac{4}{\alpha\alpha'} \rho^{[+2]r} (\partial_\sigma + \Omega_\sigma^{(0)}) P_{(\rho)r}^{[-2]} + \\ &\left. - \frac{4}{\alpha\alpha'} \Omega_\sigma^{[-2]i'} \Pi^{[+2]i'} \right] \delta(\sigma - \sigma') \approx 0, \end{aligned} \quad (5.28e)$$

$$\begin{aligned} \left[\Pi^{[+2]i}(\sigma), \left(\rho^{[-2]r} - \frac{1}{2} u^{m[-2]} L_m^2 \right)(\sigma') \right]_P &= \\ = -L^{2(i)}(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \approx 0, \end{aligned} \quad (5.28f)$$

$$\begin{aligned} \left[\left(\rho^{[+2]r} - \frac{1}{2} u^{m[+2]} L_m^1 \right)(\sigma), \Pi^{[-2]i}(\sigma') \right]_P &= \\ = L^{1(i)}(\sigma) \delta(\sigma - \sigma') \approx 0. \end{aligned} \quad (5.28g)$$

Hence, the symplectic structure (5.24) associated with the irreducible second-class constraints of the Green — Schwarz superstring is derived in the framework of the twistor-like Lorentz harmonic formulation [22, 23]. Moreover, the second-class constraints algebra

$$[S_f^I, S_g^J]_P = C_{fg}^{IJhk} S_h^K + C_{fg}^{IJ\Sigma} Y_\Sigma + \Omega_{fg}^{IJ} \approx \Omega_{fg}^{IJ} \quad (5.29)$$

is described completely by the relations (5.25), (5.26), (5.28).

5.3. Reparameterization Generators and Virasoro Conditions. Let us clarify the relation of the first-class constraints (5.11a), (5.12a) with the well-known Virasoro conditions

$$V^l \equiv [P_m + (\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma x_m] [P^m + (\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma x^m], \quad (5.30a)$$

$$V^2 \equiv [P_m - (\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma x_m] [P^m - (\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma x^m], \quad (5.30b)$$

which generate the reparameterization symmetry transformation in the standard bosonic string formulation (see, for example, Ref.3). The expressions $[P_m + (\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma x_m]$ and $[P_m - (\alpha\alpha')^{-1} \partial_\sigma x_m]$ are included in the blocks (5.4a), (5.5a) and may be identified with them, or with the blocks (5.1a), (5.2a), up to the harmonic and Grassmannian constraints. Thus we may discuss the forms of the Virasoro condition generalizations in terms of these blocks.

It is sufficient to discuss the Virasoro condition (5.30a) only.

The expression $\tilde{L}_m^1$ is included in the first constraint (5.11a) which may be reformulated as follows

$$u^{m|+2|} \tilde{L}_m^1(\sigma) + 2(\alpha\alpha' \rho^{\tau|+2|})^{-1} \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} \tilde{D}_\alpha^1(\sigma) \approx 0, \quad (5.31)$$

and remains first-class constraint after multiplication on $u^{n|+2|} \tilde{L}_n^1(\sigma)$

$$\begin{aligned} & u^{m|+2|} u^{n|+2|} \tilde{L}_m^1(\sigma) \tilde{L}_n^1(\sigma) + \\ & + 2(\alpha\alpha' \rho^{\tau|+2|})^{-1} u^{n|+2|} \tilde{L}_n^1(\sigma) \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} \tilde{D}_\alpha^1(\sigma) \approx 0. \end{aligned} \quad (5.32)$$

From the other hand, the second-class constraint (5.22a) may be transformed into the following one

$$\tilde{L}_m^1(\sigma) u^{m(i)} \approx 0, \quad (5.33)$$

because the block $\tilde{L}_m^1(\sigma)$ (5.1a) differs from $L_m^1(\sigma)$ one (5.4a) by the sum of constraints (see Eq.(5.3a)). The square power of the second-class constraint (5.33) is the first-class constraint by definition. Thus, there is the following (dependent) first-class constraint

$$\tilde{L}_m^1(\sigma) u^{m(i)} u^{n(i)} \tilde{L}_n^1(\sigma) \approx 0 \quad (5.34)$$

in the discussed dynamical system. The linear combination of Eqs.(5.32) and (5.34)

$$\begin{aligned} & u^{m|+2|} u^{n|+2|} \tilde{L}_m^1(\sigma) \tilde{L}_n^1(\sigma) - \tilde{L}_m^1(\sigma) u^{m(i)} u^{n(i)} \tilde{L}_n^1(\sigma) + \\ & + 2(\alpha\alpha' \rho^{\tau|+2|})^{-1} u^{n|+2|} \tilde{L}_n^1(\sigma) \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} \tilde{D}_\alpha^1(\sigma) \approx 0 \end{aligned} \quad (5.35)$$

may be written in the form

$$\tilde{L}_m^1(\sigma) \tilde{L}^{m1}(\sigma) + 2(\alpha\alpha' \rho^{\tau|+2|})^{-1} u^{n|+2|} \tilde{L}_n^1(\sigma) \partial_\sigma \theta^{\alpha 1} \tilde{D}_\alpha^1(\sigma) \approx 0 \quad (5.36)$$

(if the completeness conditions

$$\delta_m^n = \frac{1}{2} u_m^{[+2]} u^{n[-2]} + \frac{1}{2} u_m^{[-2]} u^{n[+2]} - u_m^{(i)} u^{n(i)} \quad (5.37)$$

for the composed moving frame variables (1.8), (1.9) are taken into account).

It is easy to see that the first-class constraint (5.36) coincides with the Virasoro condition (5.30a) up to the Grassmannian and harmonic degrees of freedom (which are absent in the standard bosonic string formulation).

6. CONCLUSION

So the classical mechanics of the twistor-like Lorentz harmonic formulation of the $D = 10$, $N = 11B$ superstring [22,23] is built in the frameworks of Lagrangian and Hamiltonian approaches. The equations of motion are derived (Eqs.(3.40), (3.44), (3.47), (3.51)) using the concept of the admissible variation (3.31) for the harmonic variables. The complete sets of Lorentz covariant and irreducible first-class and second-class constraints are presented in Eqs.(4.43a-g) and Eqs.(5.28)–(5.33), respectively. The algebra of the gauge symmetries (Eqs.(5.13)–(5.15), (5.17)–(5.20) and symplectic structure associated with the set of second-class constraints (Eqs.(5.25), (5.26), (5.28), (5.29)) are calculated.

Thus we have developed the machinery of the component twistor approach necessary for the next steps towards covariant quantization of $D = 10$ superstring, which consist in the providing of the conversion [54–56,7] of the second-class constraints into the Abelian first-class ones and the construction of the classical BRST charge (see [42,43,19] for the case of null-super- p -branes in $D = 4$). These steps are under investigation now.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are sincerely grateful to D.V.Volkov, D.P.Sorokin, V.I.Tkach and V.G.Zima for the interest to the work and stimulating discussions.

One of the authors (I.A.B.) would like to thank Professor Abdus Salam, the International Atomic Energy Agency and UNESCO for hospitality at the International Centre for Theoretical Physics (Trieste), where the work was completed.

The research described in this publication was made possible by part by Grant RY9000 from the International Science Foundation.

The work was supported in part by the Fund for Fundamental Researches of the State Committee for Science and Technology of Ukraine under the Grant 2/100.

REFERENCES

1. Green M.B., Schwarz J.H. — Phys. Lett., 1984, B136, p.367; Nucl. Phys., 1984, B243, p.285.
2. Gross D.J., Harvey J.A., Martinec E., Rohm R. — Nucl. Phys., 1985, B256, p.253; 1986, B267, p.75.
3. Green M.B., Schwarz J.H., Witten E. — Superstring Theory. vol.1, Cambridge Univ. Press, 1987.
4. De Azcaraga J.A., Lukiersky J. — Phys. Lett., 1982, B113, p.170; Siegel W. — Phys. Lett., 1983, B128, p.397.
5. Fradkin E.S., Vilkovisky G.A. — Phys. Lett., 1985, B55, p.224.
6. Batalin I.A., Vilkovisky G.A. — Phys. Rev., 1982, D28, p.2567.
7. Batalin I.A., Fradkin E.S., Fradkina T.E. — Nucl. Phys., 1989, B314, p.158.
8. Brink L., Schwarz J.H. — Phys. Lett., 1981, B101, p.310.
9. Dixon L., Harvey J., Vafa C., Witten E. — Nucl. Phys., 1985, B261, p.678; 1986, B274, p.285; Candelas P., Horwitz G.T., Strominger A., Witten E. — Nucl. Phys., 1985, B258, p.46; Narain K.S. — Phys. Lett., 1986, B169, p.41; Narain K.S., Sarmadi M.N., Witten E. — Nucl. Phys., 1986, B279, p.369.
10. Kallosh R. — Phys. Lett., 1989, B224, p.273; 1989, B225, p.44; Green M.B., Hull C. — Phys. Lett., 1989, B225, p.57; Gates S.J., Grisaru M.T., Lindstrom U., Rocek M., Siegel W., Van Nieuwenhuizen P. — Phys. Lett., 1989, B225, p.44.
11. Mikovic A., Rocek M., Siegel W., Van Nieuwenhuizen P., Van de Ven A.E. — Phys. Lett., 1990, B235, p.106.
12. Berghoeff E., Kallosh R., Van Proeyen A. — Phys. Lett., 1990, B235, p.128; Preprint CERN-TH.6020/91, Geneva, 1991.
13. Sokatchev E. — Phys. Lett., 1987, B169, p.209; Class. Quantum Grav., 1987, 4, p.237.
14. Nissimov E., Pacheva S., Solomon S. — Nucl. Phys., 1988, B296, p.469; 1988, B299, p.183.
15. Nissimov E., Pacheva S., Solomon S. — Nucl. Phys., 1988, B297, p.349; 1989, B317, p.344; Phys. Lett., 1989, B228, p.181.
16. Nissimov E., Pacheva S. — Phys. Lett., 1989, B221, p.307.
17. Kallosh R., Rahmanov M. — Phys. Lett., 1989, B209, p.233; 1989 B214, p.549.
18. Bandos I.A. — Sov. J. Nucl. Phys., 1990, 51, p.906 [1426]; JETP. Lett., 1990, 52, p.205.
19. Bandos I.A., Zheltukhin A.A. — Theor. Math. Phys., 1991, 88, p.925 [358].
20. Galperin A., Howe P., Stelle K. — Imperial College Preprint IMPERIAL/to/90-91/16 London, 1991; Nucl. Phys., 1992, B368, p.248.
21. Delduc F., Galperin A., Sokatchev E. — Imperial College Preprint IMPERIAL/to/90-91/26, PAR-LPHE/91-40 London-Paris, 1991; Nucl. Phys., 1992, B368, p.143.
22. Bandos I.A., Zheltukhin A.A. — JETP. Lett., 1991, 54, p.421; Kharkov Institute of Physics & Technology, Preprint KFTI-91-46, Kharkov, 1991.
23. Bandos I.A., Zheltukhin A.A. — Phys. Lett., 1992, B288, p.77.
24. Ferber A. — Nucl. Phys., 1978, B132, p.55.
25. Shirafujie T. — Progr. Theor. Phys., 1983, 70, p.18.
26. Eisenberg Y., Solomon S. — Nucl. Phys., 1988, B309, p.709.
27. Bengtsson A.K.H., Bengtsson I., Cederwall M., Linden N. — Phys. Rev., 1987, D36, p.1766; Bengtsson I., Cederwall M. — Nucl. Phys., 1988, B302, p.104.
28. Sorokin D.P., Tkach V.I., Volkov D.V. — Mod. Phys. Lett., 1989, A4, p.901; Sorokin D.P. — Fortschr. Phys., 1990, 38, p.923.
29. Sorokin D.P., Tkach V.I., Volkov D.V., Zheltukhin A.A. — Phys. Lett., 1989, B216, p.302.
30. Volkov D.V., Zheltukhin A.A. — Lett. Math. Phys., 1989, 17, p.141; Nucl. Phys., 1990, B335, p.723.
31. Chikalov V., Pashnev A. — Mod. Phys. Lett., 1993, A8, p.285; Phys. Rev. D, in press.

32. Berkovits N. — Phys. Lett., 1989, B232, p.184; 1990, B241, p.497; 1990, B247, p.45; Nucl. Phys., 1991, B358, p.169; Preprint ITP-SB-91-69, Stony Brook, 1991.
33. Plyushchay M.S. — Phys. Lett., 1990, B240, p.133.
34. Ivanov E.A., Kapustnikov A.A. — Phys. Lett., 1991, B267, p.175.
35. Delduc F., Sokatchev E. — Phys. Lett., 1991, B262, p.444; Class. Quantum Grav. 1992, 9, p.361.
36. Tonin M. — Phys. Lett., 1991, B266, p.312; Preprint DFPD/91/TH29, Padova, 1991; Int. J. Mod. Phys., 1992, A7, p.613.
37. Pashnev A.I., Sorokin D.P. — JINR Preprint, E2-92-27, Dubna, 1992; Class. Quantum Grav., 1993, 10, p.625—630.
38. Delduc F., Ivanov E., Sokatchev E. — Preprint ENSLAPP-L-371/92, BONN-HE-92-11, 1992.
39. Galperin A., Sokatchev E. — Preprint JHU-TIPAC-920010, BONN-HE-92-07, 1992; Galperin A., Sokatchev E. — Phys. Rev., 1992, D46, p.714.
40. Delduc F., Galperin A., Howe P., Sokatchev E. — Preprint JHU-TIPAC-920018, BONN-HE-92-19, ENSLAPP-L-392/92, 1992; Delduc F., Galperin A., Howe P., Sokatchev E. — Phys. Rev., 1992, D47, p.587.
41. Volkov D.V., Zheltukhin A.A. — Ukrain. Fiz. Zhurnal, 1985, 30, p.809 [in Russian]; Zheltukhin A.A. — Theor. Math. Phys., 1988, 77, p.377.
42. Bandos I.A., Zheltukhin A.A. — In: Proc. IX International Conf. on Problems of Quantum Field Theory, Dubna, 1990, p.225; JEPT. Lett., 1990, 51, p.547.
43. Bandos I.A., Zheltukhin A.A. — JETP. Lett., 1991, 53, p.7; Phys. Lett., 1991, B261, p.245; Forsch. Phys., 1993 [in press].
44. Newman E.T., Penrose R. — J. Math. Phys., 1962, 3, p.566.
45. Bandos I.A., Zheltukhin A.A. — JEPT. Lett., 1992, 55, p.81; Int. J. Mod. Phys. A, 1993, A8, p.1081.
46. Bandos I.A., Zheltukhin A.A. — Sov. J. Nucl. Phys., 1993, 56, p.198.
47. Galperin A., Ivanov E., Kalitzin S., Ogievetsky V., Sokatchev E. — Class. Quantum Grav., 1984, 1, p.498; 1985, 2, p.155.
48. Polyakov A.M. — Phys. Lett., 1981, B103, p.207.
49. Akulov V.P., Bandos I.A., Sorokin D.P. — Sov. J. Nucl. Phys., 1988, 47, p.724 [1136]; Mod. Phys. Lett. A, 1988, 3, p.1633.
50. Dirac P.A.M. — Lectures on Quantum Mechanics, Academic Press, New York, 1967.
51. Volkov D.V., Akulov V.P. — Phys. Lett. B, 1973, B46, p.109.
52. Schild A. — Phys. Rev., 1977, D16, p.1722.
53. Zeltukhin A. — Theor. Math. Phys., 1988, 77, p.377; Yad. Fiz., 1988, 48, p.587 [Sov. J. Nucl. Phys., 1988].
54. Batalin I.A., Fradkin E.S. — Nucl. Phys., 1987, B279, p.514.
55. Faddeev L.D., Shatashvili S.L. — Phys. Lett., 1986, B167, p.225.
56. Egorian E., Manvelyan R. — Preprint YERPHI-1056(19)-88, Erevan, 1988.
57. Wiegmann P. — Nucl. Phys., 1989, B323, p.330.
58. Penrose R. — J. Math. Phys., 1967, 8, p.345; Rep. Math. Phys., 1977, 12, p.65.
59. Galperin A., Sokatchev E. — Preprint BONN-HE-93-05, 1993.
60. Lund F., Regge T. — Phys. Rev., 1976, D14, p.2524; Omnes R. — Nucl. Phys., 1976, B149, p.269.
61. Zheltukhin A.A. — Yad.Fiz., 1981, 33, p.1723 [Sov. J. Nucl. Phys., 1988]. Theor. Math. Phys., 1982, 52, p.73; Theor. Math. Phys., 1983, 56, p.23; Lett. Math. Phys., 1981, 5, p.213; Phys. Lett., 1992, B116, p.147.
62. Zheltukhin A.A. — Yad. Fiz., 1990, 51, p.1504 [Sov. J. Nucl. Phys., 1990].

МЕТОД ВАРИАЦИОННОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

А.Н.Сисакян, И.Л.Соловцов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре рассматривается непертурбативный метод — вариационная теория возмущений. Его эффективность демонстрируется на примере квантово-механического ангармонического осциллятора. Устанавливается связь с методом гауссова эффективного потенциала и изучаются свойства сходимости рядов вариационной теории возмущений для $\phi^4_{(d)}$ -модели теории поля. Рассматривается перенормировка ϕ^4 -модели и строится непертурбативная β -функция. Полученный результат находится в согласии с пятипетлевым приближением. Формулируется непертурбативное разложение в квантовой хромодинамике, основанное на новом малом параметре.

A nonperturbative method — variational perturbation theory is discussed. Its efficiency is demonstrated for the quantum-mechanical anharmonic oscillator. The nonperturbative Gaussian effective potential is derived from a general approach, the variational perturbation theory. The properties of convergence are studied for series in the variational perturbation theory for the $\phi^4_{(d)}$ -model. We investigate the renormalization procedure in ϕ^4 -model in the variational perturbation theory. The nonperturbative β -function is derived in the framework of the proposed approach. The obtained result is in agreement with five-loop approximation. We formulate systematic, nonperturbative expansion in quantum chromodynamics using a new small parameter.

1. ВВЕДЕНИЕ

Теория возмущений является в настоящее время основным методом проведения вычислений в квантовой теории поля. Вместе с процедурой перенормировки ее использование в квантовой электродинамике, в теории электрослабых взаимодействий и в пертурбативной области квантовой хромодинамики позволяет анализировать широкий круг вопросов. Вместе с тем известно, что, ограничиваясь лишь рамками теории возмущений, нельзя рассчитывать на достаточно полное изучение структуры квантово-полевой модели. Причем это касается не только теорий с большой величиной константы связи, но и теорий, в которых константа связи относительно мала, как, например, в случае квантовой электро-

динамики. В квантовой хромодинاميке известно большое число задач, решение которых требует непертурбативных подходов.

В последние годы предприняты значительные усилия по разработке методов, дающих тот или иной способ выхода за рамки теории возмущений. Одним из направлений является суммирование рядов теории возмущений [1—3]. При этом для членов высших порядков применяются асимптотические формулы, полученные, например, с помощью метода функционального перевала [4—8]. Основная трудность такого подхода связана с асимптотическим характером ряда теории возмущений. Процедура суммирования таких рядов содержит, вообще говоря, функциональный произвол. Корректность же постановки задачи достигается за счет привлечения дополнительной информации о сумме ряда [9]. Такая информация известна лишь для простейших моделей теории поля [10]. Попытки разработки методов, непосредственно не связанных с рядом теории возмущений, предпринимались во многих работах (см., например, [11—18]). Широкое распространение получили вариационные подходы [19—22], к числу которых можно отнести метод гауссова эффективного потенциала (GEP) [23—26]. Следует отметить однако, что многие вариационные методы сталкиваются, как правило, с трудностью оценки точности и устойчивости результатов, получаемых с помощью вариационной процедуры. Другими словами, далеко не всегда в рамках метода удается построить алгоритм вычисления поправок к значению, найденному вариационным путем. Отсутствие такого алгоритма затрудняет ответ на вопрос, в какой мере так называемый «основной вклад» адекватно отражает изучаемый объект и какова область применимости полученных выражений. Однако, даже если алгоритм вычисления поправок, т.е. членов некоторого аппроксимирующего ряда, существует, то этого еще далеко не достаточно. Принципиальную роль здесь играют свойства сходимости ряда. Действительно, если при слабой связи даже расходящийся ряд теории возмущений известным образом аппроксимирует рассматриваемую величину как ряд асимптотический, то при отсутствии малого параметра аппроксимирующий ряд должен удовлетворять более жестким требованиям. Надежная информация в этом случае может быть получена на основе сходящихся рядов. Если ориентироваться на еще более благоприятную возможность, то было бы желательно иметь дело не просто со сходящимся рядом, а с рядом Лейбница (знакопередающий ряд с убывающими по абсолютной величине от номера к номеру членами). В этом случае появилась бы возможность производить двухсторонние оценки рассматриваемой величины на основании уже первых членов ряда. Если еще при этом имелись бы дополнительные свободные параметры, влияющие на члены ряда, то границы оценок можно было бы максимально сблизить.

В настоящей работе мы в этом плане рассмотрим метод вариационной теории возмущений (VPT) [27—33]. Несмотря на присутствие в названии подхода слова «возмущение», метод VPT является непertурбативным. В его рамках для аппроксимации рассматриваемой величины удается построить отличные от теории возмущений разложения, позволяющие выйти за рамки слабой связи. Вычисляемость поправок в методе VPT связана с тем обстоятельством, что в нем, так же, как и в стандартной теории возмущений, используются только лишь «вычисляемые» гауссовы функциональные квадратуры [34]. Более того, ряд VPT можно записать таким образом, чтобы его члены определялись обычными фейнмановскими графами. При этом, конечно, ряд VPT будет иметь по сравнению с теорией возмущений иную структуру, а в диаграммах, вообще говоря, будут фигурировать модифицированные пропагаторы и вершины.

План нашего изложения таков. Вначале мы на простом примере рассмотрим основные приемы метода VPT. Затем продемонстрируем его работу в случае квантово-механического ангармонического осциллятора. В четвертом разделе установим связь обсуждаемого подхода с гауссовым эффективным потенциалом. Далее рассмотрим свойства сходимости VPT-рядов и вопрос перенормировки, построим непertурбативную β -функцию для скалярной модели, обсудим применение метода VPT для квантовой хромодинамики. Наконец, в заключение подведем краткие итоги приведенного рассмотрения.

2. ИГРУШЕЧНАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим интеграл

$$Z[g] = \int dx \exp(-S[x]), \quad (2.1)$$

где

$$S[x] = S_0[x] + g S_{\text{int}}[x],$$

$$S_0[x] = x^2 = x_1^2 + x_2^2, \quad (2.2)$$

$$S_{\text{int}}[x] = x_1^4 + x_2^4, \quad dx = dx_1 dx_2,$$

который является нуль-мерным аналогом двухкомпонентной φ^4 -модели теории поля. При этом, так же как и в теории поля, будем ориентироваться на гауссовы квадратуры, т.е. на интегралы вида

$$\int dx P(x) \exp\{-S_0[x]\}, \quad (2.3)$$

где $P(x)$ — некоторый полином переменных x_1 и x_2 .

Первая очевидная возможность состоит в разложении подынтегрального выражения в (2.1) в ряд по степеням константы связи g (здесь мы будем применять теоретико-полевую терминологию). В результате мы приходим к стандартному разложению в ряд теории возмущений:

$$Z[g] = \sum g^n C_n, \quad (2.4)$$

$$C_n = \frac{(-1)^n}{n!} \int dx S_{\text{int}}^n \exp(-S_0[x]). \quad (2.5)$$

Если разложение функции (2.1) в ряд (2.4) с коэффициентами (2.5) единственно, то обратная процедура нахождения суммы ряда (2.4) без привлечения дополнительной информации о функции $Z[g]$ является неоднозначной. Например, тот же ряд будет иметь и функция $Z[g] + \exp(-1/g)$, которая при больших константах связи g обладает иным асимптотическим поведением по сравнению с (2.1). Причина некорректности задачи суммирования в такой постановке состоит в асимптотическом характере ряда (2.4). Таким образом, ряд теории возмущений сам по себе, без привлечения дополнительной информации о его сумме, не позволяет судить о функции $Z[g]$ при достаточно больших значениях константы связи. Такого рода дополнительные условия, которые необходимы для однозначности суммирования асимптотического ряда, для реалистических моделей теории поля неизвестны. Этот вопрос требует специального исследования и в настоящее время имеет решение лишь для некоторых простых случаев.

Метод VPT дает возможность, используя те же гауссовы квадратуры, строить для $Z[g]$ иные разложения. Их различие между собой состоит в способе варьирования (выборе пробного VPT-функционала) действия (2.2). В этом разделе мы рассмотрим два способа построения VPT-разложений. Первый, наиболее простой, основан на выборе вариационной добавки в гармоническом виде. Второй способ использует VPT-функционал ангармонического типа.

В первом случае в качестве вариационного слагаемого выберем квадратичное по полям выражение и перепишем полное действие в виде

$$S[x] = S_0^h[x] + S_{\text{int}}^h[x], \quad (2.6)$$

где

$$S_0^h[x] = S_0[x] + \chi S_0[x], \quad (2.7)$$

$$S_{\text{int}}^h[x] = g S_{\text{int}}[x] - \chi S_0[x], \quad (2.8)$$

и выполним разложение по степеням нового действия взаимодействия (2.8). Очевидно, что при этом для вычисления членов полученного ряда нам понадобятся только лишь гауссовы квадратуры. В результате VPT-ряд будет иметь вид

$$Z[g] = \sum_n Z_n[g, \chi], \quad (2.9)$$

$$Z_n[g, \chi] = \frac{(-g)^n}{n!(1+\chi g)^{1+2n}} \int dx |S_{\text{int}} - \chi(1+\chi g)S_0|^n \exp(-S_0[x]). \quad (2.10)$$

Исходная величина $Z[g]$, конечно, не зависит от вариационного параметра χ , поэтому при рассмотрении конечного числа членов ряда можно воспользоваться свободой выбора χ , исходя из соображений оптимальности разложения (см. в связи с этим, например, работы [24, 27, 28, 31, 35—38], в которых рассматриваются различные способы оптимизации и их применение). В теории поля, как правило, нам известны лишь первые члены ряда. Наиболее часто оптимальные значения вариационных параметров выбираются на основе первого нетривиального порядка VPT. При этом устойчивость полученных результатов будет достигнута лишь в том случае, когда последующие поправки к основному вкладу достаточно малы. Мы рассмотрим влияние поправок при гармоническом и ангармоническом способах варьирования. Фиксируем вариационный параметр χ с помощью условия

$$\frac{\partial Z^{(N)}[g, \chi]}{\partial \chi} = 0, \quad (2.11)$$

где $Z^{(N)}[g, \chi]$ — N -частичная сумма ряда (2.9):

$$Z^{(N)}[g, \chi] = \sum_{n=0}^N Z_n[g, \chi]. \quad (2.12)$$

Для первого нетривиального порядка ($N = 1$) уравнение (2.11) дает

$$\begin{aligned} \chi &= (1/\tau - 1)/g, \\ \tau &= \frac{2}{9g} [\sqrt{1 + 9g} - 1]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

На рис.1 демонстрируется характерное поведение N -х частичных сумм ряда теории возмущений и ряда VPT для относительно малого значения константы связи $g = 0,1$ и для VPT-параметра χ , определенного согласно (2.13). Характерные для асимптотических рядов «блуждания» частичных сумм для рассматриваемой сейчас гармонической вариационной процедуры начинаются несколько позже, чем в случае теории возму-

щений. В этом смысле гармоническая процедура улучшает сходимость ряда. Тем не менее, если удерживать вариационный параметр фиксированным, не зависящим от рассматриваемого порядка, то возникающий ряд по-прежнему остается расходящимся. Характер этой расходимости в точности тот же, что и у соответствующего ряда теории возмущений. Дело здесь в том, что при фиксированном вариационном параметре пробный гармонический функционал, содержащий меньшую степень поля, чем в исходном действии взаимодействия, не способен должным образом его скомпенсировать для дальних членов ряда, так как основной вклад в асимптотику при этом определяется большими конфигурациями полей. Однако, как было замечено эмпирически в работе [18] и обсуждалось затем в [35], результаты выглядят сходящимися, если вариационный параметр «подкручивать» должным образом от порядка к порядку. Строгое доказательство такой индуцированной сходимости в нуль-мерном и одномерном случаях дано в работах [39, 40].

Для построения ангармонической вариационной процедуры перепишем полное действие в виде

$$S[x] = S_0^a[x] + S_{\text{int}}^a[x], \quad (2.14)$$

где

$$S_0^a[x] = S_0[x] + \theta S_0^2[x], \quad (2.15)$$

$$S_{\text{int}}^a = g S_{\text{int}}[x] - \theta S_0^2[x]. \quad (2.16)$$

Ситуация здесь несколько сложнее, чем в предыдущем случае. После разложения по степеням нового действия взаимодействия (2.16) возникают негауссовы интегралы, так как в показателе экспоненты остается слагаемое $\theta S_0^2[x]$. Однако проблема легко решается с помощью применения преобразования Фурье:

$$\exp(-\theta S_0^2(x)) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du}{2\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{u^2}{4} + i u \sqrt{\theta} S_0(x)\right\}. \quad (2.17)$$

В результате VPT-разложение может быть записано в виде [28]:

$$Z[g] = \sum Z_n[g, \theta], \quad (2.18)$$

$$Z_n[g, \theta] = \int_0^{\infty} d\alpha (\alpha^2 \theta)^n \exp(-\alpha - \alpha^2 \theta) \sum_{k=0}^n \frac{a_k}{(2k)!} \frac{(-g/\theta)^k}{(n-k)!}, \quad (2.19)$$

$$a_k = \sum_{l=0}^k \frac{\Gamma(2l + 1/2)}{l!} \frac{\Gamma(2(k-l) + 1/2)}{(k-l)!}. \quad (2.20)$$

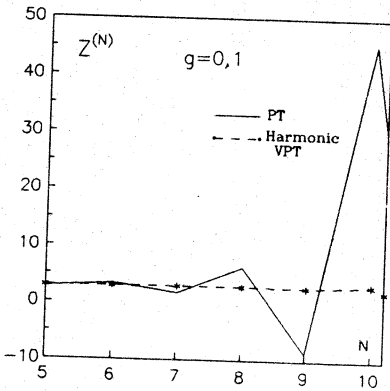


Рис.1. Поведение N -х частичных сумм $Z^{(N)}[g]$ в теории возмущений и VPT с гармонической вариационной процедурой и вариационным параметром, фиксированным по первому порядку

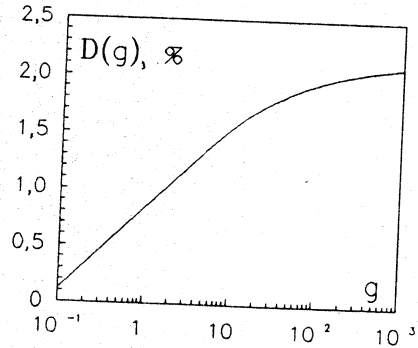


Рис.2. Поведение относительной погрешности $D(g) = |Z^{(1)}(g)/Z_{\text{exact}}(g) - 1|$ как функции константы связи g для ангармонической вариационной процедуры

Оптимизируя первый нетривиальный порядок, для вариационного параметра находим

$$\theta = \frac{3}{4} g. \quad (2.21)$$

Поведение относительной погрешности $D(g) = |Z^{(1)}(g)/Z_{\text{exact}}(g) - 1|$ в процентах как функции константы связи g показано на рис.2. Как видно из этого рисунка, уже первый нетривиальный порядок обеспечивает вполне приемлемую точность аппроксимации $Z[g]$ для всего положительного интервала изменения константы связи. Учет следующих поправок еще более повышает точность VPT-аппроксимации.

Определяя для удобства параметр $t = 2\theta/g$, перепишем выражение (2.19) в виде, удобном для изучения предела сильной связи:

$$Z_n[g, \theta] = \sqrt{\frac{2}{gt}} \int_0^\infty d\alpha \alpha^{2n} \exp\left(-\alpha^2 - \alpha \sqrt{\frac{2}{gt}}\right) \sum_{k=0}^n \frac{(-2/t)^k}{(2k)!(n-k)!} a_k. \quad (2.22)$$

Интересно отметить, что выражение (2.22) позволяет сразу же определить функциональную зависимость $Z[g]$ при $g \rightarrow \infty$. Действительно, в N -м порядке VPT при $g \rightarrow \infty$ получаем

$$Z^{(N)} = A^{(N)} / \sqrt{g}, \quad (2.23)$$

где

$$A^{(N)} = \sqrt{\frac{2}{t}} \Gamma(N + 3/2) \sum_{n=0}^N \frac{(-2/t)^k}{(2k+1)!(N-k)!} a_k. \quad (2.24)$$

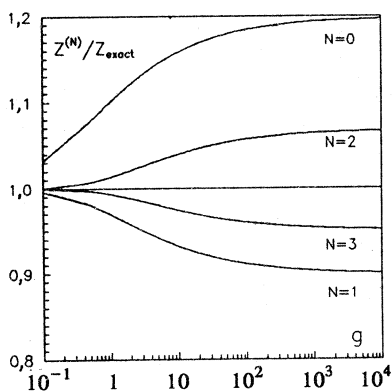


Рис.3. Коридор двухсторонних оценок единицы, определяемый функциями $Z^{(N)}/Z_{\text{ex}}$, для $N = 0, 1, 2, 3$ и $t = 1$

Оптимизация первого нетривиального порядка (условие $\partial Z^{(1)}/\partial t = 0$ или $Z_1 = 0$) дает $t_{\text{opt}} = 3/2$, при котором находим $A^{(1)} = 3,212$, в то время как точное значение есть $A = \Gamma^2(1/4)/4 = 3,286$. Возникающая погрешность вычисления составляет 2,3%. Можно показать, что

аппроксимации $Z^{(N)}$ для различных значений константы связи дают устойчивый результат [28]. Этот факт объясняется сходимостью ряда VPT при $t > 1/2$. Причем это утверждение справедливо для любых положительных g .

Аналогом неравенства Соболева в рассматриваемом случае является соотношение

$$S_4[x, y]/S_2^2[x, y] \leq 1, \quad (2.25)$$

из которого следует, что при $t > 1$ ряд VPT (2.18) является знакоположительным, а при $t = 1$ происходит смена режима, и для $1/2 < t < 1$ ряд переходит в ряд Лейбница. Отметим, что значение вариационного параметра $t = 1$, при прохождении которого знакопеременный ряд становится знакоопределенным, соответствует величине t , найденной из критерия асимптотической оптимизации ряда VPT, согласно которому минимизируется вклад дальних членов ряда [28].

В режиме ряда Лейбница для точного значения $Z_{\text{ex}}[g]$ справедливы двухсторонние оценки вида

$$Z^{(2N+1)} < Z_{\text{exact}} < Z^{(2N)}, \quad (2.26)$$

где $Z^{(2N+1)}$ и $Z^{(2N)}$ — нечетные и четные частичные суммы ряда VPT соответственно. На рис.3 изображен коридор таких двухсторонних оценок единицы, который определяется функциями $Z^{(N)}/Z_{\text{ex}}$ для $N = 0, 1, 2, 3$ и значением параметра $t = 1$. Видно, что уже первые частичные суммы обеспечивают приемлемую точность для всего интервала изменения константы связи.

3. АНГАРМОНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР

В этом разделе мы рассмотрим применение метода VPT для получения непертурбативных характеристик квантово-механического ангармонического осциллятора (АО), который представляет собой одномерную модель φ^4 -теории поля и, как правило, служит испытательным полигоном для различных непертурбативных подходов. Запишем евклидов функционал действия в виде

$$S[\varphi] = S_0[\varphi] + \frac{m^2}{2} S_2[\varphi] + g S_4[\varphi], \quad (3.1)$$

где

$$S_0[\varphi] = \frac{1}{2} \int dx (\partial \varphi)^2, \quad (3.2)$$

$$S_2[\varphi] = \int dx \varphi^2, \quad (3.3)$$

$$S_4[\varphi] = \int dx \varphi^4. \quad (3.4)$$

Рассмотрим функцию Грина, представленную функциональным интегралом

$$G_{2\nu} = \int D\varphi \{\varphi^{2\nu}\} \exp(-S[\varphi]), \quad (3.5)$$

где $\{\varphi^{2\nu}\}$ обозначает произведение полей $\varphi(x_1) \dots \varphi(x_{2\nu})$. Введем безразмерные переменные, заменив $\varphi \rightarrow g^{-1/6} \varphi$, $x \rightarrow g^{-1/3} x$, и перепишем действие (3.1) следующим образом:

$$S[\varphi] = S_0[\varphi] + \frac{\omega^2}{2} S_2[\varphi] + S_4[\varphi], \quad (3.6)$$

где

$$\omega^2 = m^2 g^{-2/3}. \quad (3.7)$$

Безразмерные функции Грина $G_{2\nu}$ будут записываться в виде (3.5) с действием (3.6).

Так же, как и в стандартной теории возмущений, будем ориентироваться на гауссовы функциональные интегралы:

$$\begin{aligned} & \int D\varphi \exp \left\{ - \left[\frac{1}{2} \langle \varphi K \varphi \rangle + \langle \varphi J \rangle \right] \right\} = \\ & = \left(\det \frac{K}{-\partial^2 + m^2} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{1}{2} \langle J K^{-1} J \rangle \right). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Любой полином полей φ набирается, как обычно, соответствующим числом дифференцирований по источнику $J(x)$.

Рассмотрим следующий функционал:

$$A[\varphi] = \theta S_0[\varphi] + \frac{\chi}{2} S_2[\varphi], \quad (3.9)$$

где θ и χ — вариационные параметры.

Перепишем действие (3.6) в виде (здесь мы применяем ангармоническую вариационную процедуру)

$$S[\varphi] = S_0^a[\varphi] + S_{\text{int}}^a[\varphi], \quad (3.10)$$

$$S_0^a[\varphi] = S_0[\varphi] + \frac{\omega^2}{2} S_2[\varphi] + A^2[\varphi], \quad (3.11)$$

$$S_{\text{int}}^a[\varphi] = S_{\text{int}}[\varphi] - A^2[\varphi]. \quad (3.12)$$

Пробный функционал $A^2[\varphi]$ имеет ту же степень поля, что и исходное действие взаимодействия $S_{\text{int}}[\varphi]$. Точные функции Грина не зависят от вариационных параметров, поэтому можно использовать свободу их выбора для улучшения свойств ряда. Рассмотрим в качестве конкретного примера задачу о вычислении энергии основного уровня АО E_0 в пределе сильной связи [27]. Эта задача связана с вычислением четырехточечной функции Грина $G_4(0,0,0,0) \equiv G_4(0)$ благодаря соотношению

$$dE_0/dg = g^{-2/3} G_4(0). \quad (3.13)$$

Рассмотрим асимптотику дальних членов VPT-ряда. При этом мы имеем в виду, что поскольку мы в конечном итоге будем аппроксимировать искомую величину суммой первых слагаемых VPT-разложения, то естественно потребовать, чтобы вклад дальних членов ряда был минимален. Как мы увидим ниже, такая асимптотическая оптимизация приведет к взаимосвязи вариационных параметров. Дело сводится к нахождению асимптотики функционального интеграла

$$\int D\varphi [A^2 - S_I]^n \exp[-(S_0 - A^2)] \quad (3.14)$$

при больших номерах n . Воспользуемся методом функционального передела и запишем выражение (3.14) в виде

$$n^n \int D\varphi \exp(-nS_{\text{eff}}[\varphi] - n^{1/2} S_0[\varphi]), \quad (3.15)$$

где

$$S_{\text{eff}} = A^2 - \ln[A^2 - S_I]. \quad (3.16)$$

Основной вклад определяется функцией φ_0 , удовлетворяющей уравнению $\delta S_{\text{eff}}/\delta \varphi = 0$, которое в развернутом виде запишется следующим образом:

$$-\ddot{\varphi}_0 + a \varphi_0 - b \varphi_0^3 = 0, \quad (3.17)$$

где

$$a = \chi / \theta, \quad b = \left\{ \theta A[\varphi_0] (1 - D[\varphi_0]) \right\}^{-1}, \quad D[\varphi_0] = A^2[\varphi_0] - S_I[\varphi_0]. \quad (3.18)$$

Соответствующее решение с конечным действием имеет вид

$$\varphi_0 = \pm \sqrt{\frac{2a}{b}} [\cos h \sqrt{a} (t - t_0)]^{-1}. \quad (3.19)$$

Произвольный параметр отражает трансляционную инвариантность теории. Выполняя далее простые вычисления, можно убедиться в том, что вклад дальних членов VPT-ряда будет минимален, если вариационные параметры θ и χ связаны соотношением

$$\chi = (9/16 \theta)^{1/3}. \quad (3.20)$$

Оставшийся независимый параметр θ можно фиксировать, оптимизируя первые слагаемые VPT-разложения.

Вернемся к вычислению энергии основного уровня АО. VPT-ряд для функции Грина $G_4(0)$ может быть записан в виде

$$G_4(0) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(n-m)!} \left(\frac{d}{d\alpha} \right)^{n-m} \langle g_m(z^2) [1 + iu \theta \sqrt{1-\alpha}]^{-2-2m} \rangle, \quad (3.21)$$

где

$$\begin{aligned} g_m(z^2) &= \frac{(-1)^m}{m!} \int D\varphi \varphi^4(0) \exp [-(S_0 + z^{-2}/2S_2)], \\ z^2 &= [\omega^2 + iu \chi \sqrt{1-\alpha}] [1 + iu \theta \sqrt{1-\alpha}]^{-1}, \\ \langle \dots \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{du}{2\sqrt{\pi}} \exp \left\{ -\frac{u^2}{4} \right\} (\dots). \end{aligned} \quad (3.22)$$

После дифференцирования в (3.21) по α следует положить $\alpha = 0$. Функции $g_m(z^2)$ есть обычные коэффициенты разложения $G_4(0)$ в ряд теории возмущений, и они могут быть найдены с помощью стандартной диаграммной техники. Из (3.21) видно, что N -й порядок VPT формирует те же диаграммы, что и N -й порядок обычной теории возмущений. При этом, конечно, изменятся структура ряда и модифицируется вид пропагатора. Функции $g_m(z^2)$ нетрудно выразить через коэффициенты разло-

жения A_n энергии основного уровня АО E_0 в ряд теории возмущений. Соответствующая связь определяется выражением

$$g_m(z^2) = \frac{(1+m) A_{1+m}}{z^{2+3m}}. \quad (3.23)$$

Численные значения коэффициентов A_n могут быть найдены, например, в работах [41, 42]. Для рассматриваемого здесь первого нетривиального порядка нужны следующие коэффициенты: $A_1 = 3/4$ и $A_2 = -21/8$.

Далее удобно, используя выражение

$$a^{-\nu} = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^{\infty} d\alpha \alpha^{\nu-1} \exp(-a\alpha),$$

записать (3.21) в виде

$$G_4(0) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(1+m)A_{1+m}}{(n-m)!} [\Gamma(1+m/2) \Gamma(1+3m/2)]^{-1} \times \\ \times \left(\frac{d}{d\alpha} \right)^{n-m} F_m(\theta, \chi, \alpha), \quad (3.24)$$

где

$$F_m(\theta, \chi, \alpha) = \int_0^{\infty} dx x^{m/2} \exp(-x) \int_0^{\infty} dy y^{3m/2} \times \\ \times \exp[-\omega^2 y - (1-\alpha)(x\theta + y\chi)]. \quad (3.25)$$

В пределе сильной связи можно положить в (3.25) $\omega^2 = 0$. Однако заметим, что, разлагая выражение $\exp(-\omega^2 y)$ по степеням ω^2 , можно вычислить и соответствующие поправки к основному вкладу.

Из (3.24) и (3.25) в пределе сильной связи в N -м порядке VPT находим

$$E_0^{(N)} = 3g^{1/3} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^n \frac{(1+m)A_{1+m}}{(n-m)!} \left(\frac{16}{9} \theta \right)^{1/3+m/2} \times \\ \times [\Gamma(1+m/2) \Gamma(1+3m/2)]^{-1} R_{n,m}(\theta), \quad (3.26)$$

где

$$R_{n,m}(\theta) = \int_0^{\infty} dx x^{m/2} \exp(-x) \times \\ \times \int_0^{\infty} dy y^{3m/2} (\theta x + y)^{2(n-m)} \exp[-(\theta x + y)^2]. \quad (3.27)$$

Оптимальное значение параметра θ в различных версиях процедуры оптимизации (см. [27,28]) $\theta_{1,2} \ll 1$. Используя этот факт, в первом порядке VPT находим

$$E_0^{(1)} = g^{1/3}(\varepsilon_0 + \varepsilon_1), \quad (3.28)$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2} A_1 \sqrt{\pi} x^2, \quad (3.29)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{3}{4} A_1 \sqrt{\pi} x^2 + \frac{4\Gamma(5/4)}{\sqrt{\pi}} A_2 x^5, \quad (3.30)$$

$$x = \left(\frac{16}{9} \theta \right)^{1/6}. \quad (3.31)$$

Применяя «принцип минимальной чувствительности» [24,35] $\partial E_0^{(1)}/dx = 0$, находим $x_{\text{opt}} = 0,6062$ и $E_0^{(1)}(x_{\text{opt}}) = 0,660g^{1/3}$. Численное значение $E_{\text{exact}} = 0,668g^{1/3}$ [42]. Более точный расчет для φ^{2k} АО [29], не опирающийся на малость θ , приведен в таблице, где указаны также оптимальные значения параметра θ .

Таблица. Энергия основного уровня φ^{2k}
ангармонического осциллятора

k	θ	$E_0^{\text{exact}}[g]$	$E_0^{(1)}[g]$
2	0,027926	$0,668g^{1/3}$	$0,663g^{1/3}$
3	0,038009	$0,680g^{1/4}$	$0,698g^{1/4}$
4	0,040149	$0,704g^{1/5}$	$0,709g^{1/5}$

Для нахождения поправок к основному вкладу выполним разложение по ω^2 в (3.25). В результате получаем

$$E_0^{(1)} = g^{1/3}(0,663 + 0,1407\omega^2 - 0,0085\omega^4 + \dots).$$

Для сравнения приведем численный результат [42]:

$$E_0^{\text{ex}} = g^{1/3}(0,668 + 0,1437\omega^2 - 0,0088\omega^4 + \dots).$$

Вычислим теперь массовый параметр μ^2 , связанный с двухточечной функцией Грина соотношением $\mu^{-2} = G_2(p=0)$, где

$$G_2(p=0) = \int dt \int D\varphi \varphi(t/2) \varphi(-t/2) \exp(-S[\varphi]). \quad (3.32)$$

Полученный результат будем сравнивать с соответствующим численным значением [43]:

$$\mu_{\text{exact}}^2 = 3,009g^{2/3}. \quad (3.33)$$

VPT-разложение в этом случае имеет вид

$$G_2(0) = g^{-2/3} \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{\Gamma(n+1/2-m/4)}{(n-m)!} \frac{B_m}{\Gamma(1+3m/2)} x^{2+3m}, \quad (3.34)$$

где B_m — безразмерные коэффициенты теории возмущений. Здесь мы будем использовать значения $B_0 = 1$ и $B_1 = -6$. В первом порядке VPT из (3.34) находим

$$G_2^{(1)} = g^{-2/3}(G_{20} + G_{21}),$$

где

$$G_{20} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} x^2, \quad (3.35)$$

$$G_{21} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} x^2 - 4\Gamma(5/4)x^5. \quad (3.36)$$

Применяя принцип минимальной чувствительности ($\partial G_2^{(1)}/\partial x = 0$), получаем значение $\mu^2 = 3,078g^{2/3}$, которое следует сравнить с (3.33).

С помощью пропагатора $G_2(p)$ можно вычислить также вакуумную энергию [28,29]. Кроме того, можно оценить энергию первого уровня. Для этого определим величину $\mu_1 = E_1 - E_0$, для которой, используя спектральное представление

$$G_2(p) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_n}{p^2 + \mu_n^2} |\langle 0 | \hat{x} | n \rangle|^2, \quad (3.37)$$

где матричные элементы оператора координаты вычисляются для собственных состояний полного гамильтониана, получаем оценку

$$\mu_1 \leq \mu_1^{(+)}, \quad \mu_1^{(+)} = 2 \frac{G_2(t=0)}{G_2(p=0)}. \quad (3.38)$$

По аналогии с правилами сумм в квантовой механике [44] можно ожидать достаточно быстрого насыщения спектрального представления (3.37). В этом случае величины μ_1 и $\mu_1^{(+)}$ должны быть близки друг к другу. В первом порядке VPT находим $\mu_1^{(+)} = 1,763g^{1/3}$, в то время как численное значение $\mu_1^{\text{exact}} = 1,726g^{1/3}$ [42].

В заключение этого раздела отметим, что в рамках VPT-метода может быть построен непертурбативный эффективный потенциал [27,28]. Обобщение АО на случай φ^{2k} можно найти в работах [29,32].

4. ГАУССОВ ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ

К числу распространенных непертурбативных методов относится метод гауссова эффективного потенциала (GEP) [23—26]. Как и для многих иных непертурбативных подходов, для метода GEP важным является вопрос об области применимости и надежности получаемых результатов. Другими словами, вопрос состоит в том, в какой мере основной вклад, вычисляемый вариационным путем, адекватно описывает рассматриваемую величину. Таким образом, первостепенное значение приобретает наличие алгоритма вычисления поправок к основному вариационному вкладу. В этом отношении метод GEP выгодно выделяется (см. [24,25]) в ряду других непертурбативных подходов вариационного типа.

Следует отметить, однако, что сама по себе возможность вычисления поправок еще недостаточна для решения вопроса об устойчивости результатов. Здесь особую роль играют свойства сходимости ряда. Действительно, если в теории имеется малый параметр — константа связи, то даже расходящийся ряд теории возмущений может давать полезную информацию в области малых значений констант связи. Иная картина возникает, когда такого малого параметра нет, и он не появляется некоторым эффективным образом. В таком случае мы можем рассчитывать на достоверность результатов только тогда, когда имеем дело со сходящимися рядами. Таким образом, в непертурбативных подходах задача вычисления поправок к основному вкладу и задача анализа свойств сходимости ряда должны сопутствовать друг другу.

В данном разделе мы рассмотрим метод VPT для $\lambda\varphi^4$ -теории в пространстве n измерений. Как было понятно из предыдущего, в VPT-подходе искомая величина с самого начала записывается в виде ряда, который определяет алгоритм вычисления поправок любого порядка. Важным в техническом плане является тот факт, что ряды VPT удается построить таким образом, что N -й порядок VPT-аппроксимации использует лишь те фейнмановские диаграммы, которые формируют тот же N -й порядок стандартной теории возмущений. Присутствие в методе свободных параметров вариационного типа позволяет с помощью их выбора влиять на свойства сходимости рядов VPT. Будем ориентироваться на взаимосвязь методов VPT и GEP. Мы предложим несколько способов вывода GEP в

рамках VPT. Во всех рассматриваемых вариантах ГЕР возникает как первый нетривиальный порядок VPT. При этом, однако, соответствующие ряды VPT обладают существенно различными свойствами сходимости.

Вначале применим метод VPT для вариационной коррекции квазиклассического приближения. Функционал действия имеет вид (псевдо-евклидова метрика)

$$S[\varphi] = S_0[\varphi] - \frac{m^2}{2} S_2[\varphi] - \lambda S_4[\varphi], \quad (4.1)$$

где

$$S_0[\varphi] = \frac{1}{2} \int dx (\partial\varphi)^2, \quad (4.2)$$

$$S_p[\varphi] = \int dx \varphi^p. \quad (4.3)$$

В дальнейшем мы будем иметь в виду размерную регуляризацию, полагая $n = d - 2\varepsilon$, где d — целое число. Как обычно, выделим классический вклад в производящем функционале функций Грина $W[J]$, записав

$$W[J] = \int D\varphi \exp\{i[S[\varphi] + \langle J\varphi \rangle]\} = \exp\{i[S[\varphi_c] + \langle J\varphi_c \rangle]\} D[J], \quad (4.4)$$

где

$$D[J] = \int D\varphi \exp\{-iP[\varphi]\}, \quad (4.5)$$

$$P[\varphi] = \int dx \left[\frac{1}{2} \varphi (\partial^2 + m^2 + 12\lambda\varphi_c^2) \varphi + 4\lambda\varphi_c\varphi^3 + \lambda\varphi^4 \right]. \quad (4.6)$$

Функция φ_c подчиняется классическому уравнению движения

$$\delta S / \delta \varphi_c = -J.$$

В стандартном квазиклассическом приближении в выражении величины $P[\varphi]$ оставляют только квадратичные по полям φ слагаемые. Функциональный интеграл для $D[J]$ в этом случае становится гауссовым, и для $W[J]$ возникает обычное однопетлевое представление [45].

Для вычисления величины $D[J]$ методом VPT применим вначале гармонический способ варьирования. Представим функционал $P[\varphi]$ в виде

$$P[\varphi] = \int dx \left[\frac{1}{2} \varphi (\partial^2 + z^2) \varphi + \lambda (4\varphi_c\varphi^3 + \varphi^4 - \frac{\chi^2}{2} \varphi^2) \right], \quad (4.7)$$

где

$$z^2 = m^2 + 12\lambda\varphi_c^2 + \lambda\chi^2.$$

Тогда VPT для $D[J]$ запишется следующим образом:

$$D[J] = \left[\det \frac{\partial^2 + z^2}{\partial^2} \right]^{-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i\lambda)^n}{n!} \times \\ \times \left[\int dx \left(4\varphi_c \hat{\varphi}^3 + \hat{\varphi}^4 - \frac{\kappa^2}{2} \hat{\varphi}^2 \right) \right]^n \exp \left[-\frac{i}{2} \langle j \Delta j \rangle \right]_{j=0}, \quad (4.8)$$

где

$$\Delta(p) = (p^2 - z^2 + i0)^{-1}, \\ \hat{\varphi}(x) = i \frac{\delta}{\delta j(x)}.$$

Ограничимся в выражении (8) первыми двумя слагаемыми. Их вклад в эффективный потенциал соответственно равен

$$V_0 = \frac{1}{n} z^2 \Delta_0(z^2), \quad (4.9)$$

$$V_1 = \lambda \left[3\Delta_0^2(z^2) - \frac{\kappa^2}{2} \Delta_0(z^2) \right], \quad (4.10)$$

где

$$\Delta_0(z^2) = \mu^{2\varepsilon} \frac{\Gamma(1 - n/2)}{(4\pi)^{n/2}} (z^2)^{n/2-1} \quad (4.11)$$

— евклидов пропагатор $\Delta(x=0, z^2)$ в размерной регуляризации. Условие оптимизации

$$\frac{d(V_0 + V_1)}{dz^2} = 0$$

дает уравнение для вариационного параметра

$$z^2 = m^2 + 12\lambda\varphi^2 + 12\lambda\Delta_0(z^2). \quad (4.12)$$

С учетом (4.12) для эффективного потенциала в рассматриваемом порядке VPT находим

$$V_{\text{eff}}(\varphi) = V_{\text{cl}} + V_0 + V_1 = \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + \lambda \varphi^4 + \frac{1}{n} z^2 \Delta_0(z^2) + \\ + \frac{1}{2} (m^2 - z^2) \Delta_0(z^2) + \lambda [3\Delta_0^2(z^2) + 6\varphi^2 \Delta_0(z^2)]. \quad (4.13)$$

Выражение (4.13) с учетом условия оптимизации (4.12), как нетрудно убедиться, совпадает с GER в пространстве n измерений [26].

Вычислим теперь величину $D[J]$, используя ангармоническое варьирование функционала действия. Вариационную добавку выберем в виде $R^2[\varphi]$, где

$$R[\varphi] = \frac{\chi}{2\Omega^{1/2}} \int dx \varphi^2(x).$$

Появление здесь объема координатного пространства Ω связано с тем, что для получения V_{eff} из эффективного действия требуются постоянные конфигурации поля. Вышеуказанный выбор VPT-функционала обеспечивает независимость вариационного параметра χ от Ω .

В результате получаем

$$D[J] = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \int D\varphi \left[\lambda \int dx (\varphi^4 + 4\varphi_c \varphi^3) - R^2[\varphi] \right]^n \times \\ \times \exp \left\{ -i \left[\frac{1}{2} \int dx \varphi (\partial^2 + m^2 + 12\lambda \varphi_c^2) \varphi + R^2[\varphi] \right] \right\}. \quad (4.14)$$

Любую степень $R^2[\varphi]$ в выражении (4.14) можно набрать с помощью необходимого числа дифференцирований выражения $\exp(-i \epsilon R^2[\varphi])$ по параметру ϵ , полагая затем $\epsilon = 1$. Что касается слагаемого $R^2[\varphi]$ в показателе экспоненты, делающего функциональный интеграл негауссовым, то вопрос опять-таки решается с помощью фурье-преобразования, в результате которого в экспоненте возникает первая степень $R[\varphi]$.

Таким образом, ряд VPT запишется в виде

$$D[J] = \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n \sum_{k=0}^n \frac{(-i)^{n-k}}{(n-k)! n!} \left[\frac{d}{d\epsilon} \right]^{n-k} \times \\ \times \sqrt{\Omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dv}{2\sqrt{\pi}} \exp \left\{ i \Omega \frac{v^2}{4} - i \frac{\pi}{4} \right\} \left[\det \frac{\partial^2 + M^2}{\partial^2} \right]^{-1/2} \times \\ \times \left[\lambda \int dx (4\varphi_c \hat{\varphi}^3 + \hat{\varphi}^4) \right]^k \exp \left[-\frac{i}{2} \langle j \Delta j \rangle \right]_{j=0}, \quad (4.15)$$

где

$$M^2 = m^2 + 12\lambda \varphi_c^2 + \sqrt{\epsilon} \chi v.$$

Интеграл по v в (4.15) содержит большой параметр Ω и, следовательно, может быть вычислен методом стационарной фазы. В результате эффективный потенциал в первом нетривиальном порядке VPT имеет вид

$$\begin{aligned}
 V_{\text{eff}} &= V_c + V_0 + V_1, \\
 V_0 &= \frac{1}{n} M^2 \Delta_0 - \frac{\chi^2}{4} \Delta_0^2, \\
 V_1 &= -\frac{\chi^2}{4} \Delta_0^2 + 3 \lambda \Delta_0^2.
 \end{aligned}
 \tag{4.16}$$

Здесь M^2 — массовый параметр при $\varepsilon = 1$ и $v = v_0$, где v_0 — точка стационарной фазы в интеграле (4.15). Уравнение, которому он подчиняется, имеет вид

$$M^2 = m^2 + 12 \lambda \varphi^2 + \chi^2 \Delta_0(M^2). \tag{4.17}$$

Различные версии оптимизации, как требование $\min |V_1|$ (в данном случае существует решение уравнения $V_1 = 0$), так и принцип минимальной чувствительности $\partial V_{\text{eff}} / \partial \chi^2 = 0$, приводят к одному и тому же значению вариационного параметра $\chi^2 = 12\lambda$.

В результате эффективный потенциал (4.16) вместе с условием (4.17) дают GER. Получим GER еще одним способом, который не опирается на представление (4.4), а непосредственно оперирует с исходным функционалом $W[j]$. Будем рассматривать двухпараметрическую вариационную добавку к действию ангармонического типа:

$$Q[\varphi] = \frac{a^2}{\Omega} S_2^2[\varphi] + \frac{b^4}{\Omega^3} S_1^4[\varphi]. \tag{4.18}$$

Ряд VPT для производящего функционала $W[j]$ запишется в виде

$$\begin{aligned}
 W[j] &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \int D\varphi [Q[\varphi] - \lambda S_4[\varphi]]^n \times \\
 &\times \exp \left\{ i \left[S_0 - m^2 S_2 - \varepsilon \frac{a^2}{\Omega} S_2^2 - \theta \frac{b^4}{\Omega^3} S_1^4 + \langle j \varphi \rangle \right] \right\}.
 \end{aligned}
 \tag{4.19}$$

Параметры ε и θ введены здесь для того, чтобы выражения в предэкспоненте, связанные с S_1 и S_2 , можно было бы набирать с помощью дифференцирования по этим параметрам. В окончательном результате следует положить $\varepsilon = 1$ и $\theta = 1$. В этом случае в функциональном интеграле в предэкспоненте остаются только степени действия взаимодействия λS_4 . Выражение в экспоненте в (4.19) приводится к квадратичной по полям форме с помощью преобразования Фурье. В результате (4.19) запишется в виде

$$W[j] = \Omega^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{dp}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{dq}{2\pi} \exp \{ i \Omega [px - qy - p^2 - q^4] \} \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=0}^n \sum_{m=0}^{n-k} \frac{i^{n-k}}{m!(n-k-m)!} \left(i \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\right)^m \left(i \frac{\partial}{\partial \theta}\right)^{n-k-m} \times$$

$$\times \left[\det \frac{\partial^2 + M^2}{\partial^2} \right]^{-1/2} w_k[J, M^2], \quad (4.20)$$

где

$$M^2 = m^2 + \sqrt{\varepsilon} \, ax, \quad J = j + \theta^{1/4} by,$$

и $w_k[J, M^2]$ — коэффициенты ряда теории возмущений для производящего функционала $W[j]$. Для вычисления $w_k[J, M^2]$ могут быть использованы стандартные фейнмановские правила с массовым параметром M^2 в пропагаторе.

В первом нетривиальном порядке для производящего функционала связных функций Грина

$$Z[j] = (i\Omega)^{-1} \ln W[j]$$

находим

$$Z^{(1)} = jx - \frac{1}{2} m^2 x^2 + \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{n}\right) m^2 y \Delta_0(m^2 y) -$$

$$- \frac{1}{2} m^2 \Delta_0(m^2 y) - \lambda [3\Delta_0^2(m^2 y) + 6\Delta_0(m^2 y) x^2 + x^4], \quad (4.21)$$

где

$$x = \frac{j}{M^2}, \quad y = \frac{M^2}{m^2}.$$

Условие оптимизации $\partial Z^{(1)}/\partial x = 0$ приводит к уравнению

$$m^2 x = 4\lambda x (3\Delta_0 + x^2) = j. \quad (4.22)$$

Аналогично для параметра y , требуя $\partial Z^{(1)}/\partial y = 0$, получаем

$$m^2(y - 1) = 12\lambda(\Delta_0 + x^2). \quad (4.23)$$

Используя (4.22) и (4.23), находим

$$\varphi = \frac{dZ^{(1)}}{dj} = \frac{\partial Z^{(1)}}{\partial j} = x.$$

Для эффективного потенциала $V_{\text{eff}} = j\varphi - Z$ окончательно получим

$$V_{\text{eff}} = \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2}\right) M^2 \Delta_0(M^2) + \frac{1}{2} m^2 \Delta_0(M^2) +$$

$$+ \lambda [3\Delta_0^2(M^2) + 6\Delta_0(M^2) \varphi^2 + \varphi^4]. \quad (4.24)$$

Выражение (4.24), как легко видеть, совпадает с GEP.

Все вышеприведенные в этом разделе способы построения рядов VPT для эффективного потенциала были нацелены на то, чтобы первый нетривиальный порядок VPT приводил к GEP. Однако свойства рядов, несмотря на один и тот же результат в первом порядке, различны. Мы рассмотрим этот вопрос в следующем разделе, а в заключение отметим, что новый взгляд на проблему перенормировки GEP можно найти в работах [46—50].

5. СВОЙСТВА СХОДИМОСТИ РЯДОВ VPT

Рассмотрим теперь безмассовую φ^4 -теорию в четырехмерном евклидовом пространстве с действием

$$S[\varphi] = S_0[\varphi] + \lambda S_4[\varphi]. \quad (5.1)$$

Построим ряд VPT для вакуумного функционала

$$W[0] = \int D\varphi \exp \{-S[\varphi]\}. \quad (5.2)$$

Обобщение метода на случай функций Грина не представляет труда. В качестве вариационной добавки будем использовать функционал ангармонического вида

$$\bar{S}[\varphi] = \theta^2 S_0^2[\varphi]. \quad (5.3)$$

Тогда ряд VPT для величины (5.2) запишется следующим образом:

$$W[0] = \sum_{n=0}^{\infty} W_n[0, \theta],$$

$$W_n[0, \theta] = \frac{(-1)^n}{n!} \int D\varphi \exp \{-S_{\text{eff}}[\varphi, n]\}, \quad (5.4)$$

где

$$S_{\text{eff}}[\varphi, n] = S_0[\varphi] + \theta^2 S_0^2[\varphi] - n \ln \{\lambda S_4[\varphi] - \theta^2 S_0^2[\varphi]\}. \quad (5.5)$$

Основной вклад в асимптотику дальних членов ряда дают те конфигурации полей, которые удовлетворяют уравнению

$$\frac{\delta S_{\text{eff}}[\varphi_0, n]}{\delta \varphi_0(x)} = 0. \quad (5.6)$$

Варьируя (5.5), получаем

$$-\partial^2 \varphi_0 + \frac{a}{3!} \varphi_0^3 = 0, \quad (5.7)$$

где

$$a = \frac{-4! \lambda n}{D[\varphi_0] + 2\theta^2 S_0[\varphi_0](n + D[\varphi_0])}, \quad (5.8)$$

$$D[\varphi] = \lambda S_4[\varphi] - \theta^2 S_0^2[\varphi]. \quad (5.9)$$

Необходимое нам решение уравнения (5.7) имеет вид

$$\varphi_0(x) = \pm \sqrt{\frac{48}{a}} \frac{\mu}{(x - x_0)^2 + \mu^2}. \quad (5.10)$$

Произвольные параметры x_0 и μ отражают трансляционную и масштабную инвариантность рассматриваемой модели.

Далее удобно определить новые переменные, положив

$$g = 4C_s \lambda, \quad \theta^2 = g\chi. \quad (5.11)$$

Здесь $C_s = 4!/(16\pi)^2$ представляет собой константу, фигурирующую в неравенстве Соболева (см., например, [51,52]):

$$S_4[\varphi] \leq 4C_s S_0^2[\varphi]. \quad (5.12)$$

Для функционала (5.9) на функциях (5.10) находим

$$D[\varphi_0] = 4 \frac{(16\pi^2)^2}{a^2} g(1 - \chi). \quad (5.13)$$

Подставляя значение $S_0[\varphi]$ и (5.13) в (5.8), получим уравнение для параметра a , решение которого имеет вид

$$a = \{\sqrt{b^2/4 + nb} - b/2\}^{-1},$$

$$b = [(32/\pi^2)^2 g\chi]^{-1}. \quad (5.14)$$

В пределе больших номеров n находим

$$D[\varphi_0] \sim n(1 - \chi)/\chi. \quad (5.15)$$

Тогда в ведущем порядке по n получим

$$W_n[0, \theta] \sim \frac{(-1)^n}{n!} n^n \left(\frac{1 - \chi}{\chi}\right)^n \exp\{-n\}. \quad (5.16)$$

Учет следующих порядков по n , в том числе функционального детерминанта, приводит к появлению в (5.16) зависящего от n мультипликативного фактора, который не является доминирующим и не оказывает влияния на свойства сходимости ряда.

Из выражения (5.16) видно, что независимо от значений константы связи g ряд VPT абсолютно сходится при $\chi > 1/2$. Причем, как следует из

неравенства Соболева (5.12), при $\chi > 1$ ряд VPT является знакоположительным. При $1/2 < \chi < 1$ члены ряда при больших n образуют ряд Лейбница. Здесь опять-таки значение $\chi = 1$ соответствует как смене режима ряда, так и его асимптотической оптимизации.

Рассмотрим теперь двухпараметрическую VPT в пространстве произвольного числа измерений. Из предыдущего анализа видно, что член с источником в действии, предэкспоненциальный полиномиальный фактор в функциональном интеграле типа $\{\varphi^{2\nu}\}$, а также массовый член, с точки зрения изучения свойств сходимости, ничего принципиального не привносят. Поэтому ограничимся здесь рассмотрением вакуумного функционала, для которого члены ряда VPT имеют вид

$$J_k = \frac{1}{k!} \int D\varphi (A^2[\varphi] - S_4[\varphi])^k \exp [-(S_0[\varphi] + A^2[\varphi])], \quad (5.17)$$

где $A[\varphi]$ определен согласно (3.9). Выполняя замену $\varphi \rightarrow k^{1/4}\varphi$, получаем

$$J_k = \frac{k^k}{k!} I_k, \quad (5.18)$$

$$I_k = \int D\varphi \exp (-kS_{\text{eff}}[\varphi] - k^{1/2}S_0[\varphi]), \quad (5.19)$$

где

$$S_{\text{eff}}[\varphi] = A^2[\varphi] - \ln D[\varphi], \quad (5.20)$$

$$D[\varphi] = A^2[\varphi] - S_4[\varphi]. \quad (5.21)$$

Основной вклад в функциональный интеграл (5.19) дадут такие конфигурации полей φ_0 , которые минимизируют эффективное действие (5.20).

Соответствующее уравнение имеет вид

$$-\partial^2 \varphi_0 + a \varphi_0 - b \varphi_0^3 = 0, \quad (5.22)$$

где

$$a = \chi / \theta, \quad (5.23)$$

$$b = 2[\theta A[\varphi_0](1 - D[\varphi_0])^{-1}]. \quad (5.24)$$

Удобно перейти к функции $f(x)$, удовлетворяющей уравнению

$$[-\partial^2 + 1]f(x) - f^3(x) = 0 \quad (5.25)$$

и связанной с функцией $\varphi_0(x)$ соотношением

$$\varphi_0(x) = \sqrt{\frac{a}{b}} f(\sqrt{a} x). \quad (5.26)$$

Определим зависящую от размерности пространства константу [2]:

$$C = \int dx f^4(x). \quad (5.27)$$

В [2] было показано, что абсолютный минимум полного действия достигается на сферически-симметричных решениях уравнения движения. Используя этот результат, а также уравнение (5.22), можно показать, что в рассматриваемом случае минимум S_{eff} также достигается на сферически-симметричных решениях. Константа (5.27) в принципе может быть вычислена (см. [2]), однако для наших целей ее значение несущественно.

Для функционалов $S_4[\varphi_0]$ и $A^2[\varphi_0]$ находим

$$S_4[\varphi_0] = \alpha/b^2, \quad (5.28)$$

$$A^2[\varphi_0] = \alpha^2 \tau / b^2, \quad (5.29)$$

где α и τ определены следующим образом:

$$\alpha = C a^{2-n/2}, \quad (5.30)$$

$$\tau = \theta^2/4. \quad (5.31)$$

Три параметра α , b и τ , как следует из (5.24), связаны соотношением

$$\alpha \tau (1 - D[\varphi_0]) = 1, \quad (5.32)$$

где

$$D[\varphi_0] = \alpha (\alpha \tau - 1) / b^2. \quad (5.33)$$

Таким образом, как и ранее, только два параметра остаются независимыми. В ведущем порядке по k для (5.17) находим

$$J_k \sim k^{-1/2} D^k[\varphi_0] \exp\{-k [A^2[\varphi_0] - 1]\}. \quad (5.34)$$

Используя уравнение (5.22), можно убедиться, что $A[\varphi_0] = 1$. Область изменения параметров, в которой ряд VPT сходится, определяется неравенством

$$|D[\varphi_0]| < 1. \quad (5.35)$$

Наилучший выбор вариационных параметров, при которых вклад дальних членов ряда минимален (метод асимптотической оптимизации [28,30]), соответствует условию $D[\varphi_0] = 0$, которое приводит к соотношению $\alpha \tau = 1$. Оставшийся независимый параметр фиксируется оптимизацией сумм первых членов ряда VPT. Условие асимптотической оптимизации для исходных параметров θ и χ записывается следующим образом:

$$\chi = \left(\frac{16}{\theta^n C^2} \right)^{\frac{1}{4-n}}. \quad (5.36)$$

В частности, в одномерном случае, соответствующем ангармоническому осциллятору, $C = 16/3$ и условие (5.36) переходит в (3.20).

6. НЕПЕРТУРБАТИВНАЯ β -ФУНКЦИЯ В $\varphi_{(4)}^4$ -МОДЕЛИ

В данном разделе мы рассмотрим процедуру перенормировки в методе VPT на примере скалярной модели теории поля. Наше изложение основано на работе [33]. Для безмассовой $\varphi_{(4)}^4$ -модели в четырех измерениях евклидово действие имеет вид

$$S[\varphi] = S_0[\varphi] + S_I[\varphi], \quad (6.1)$$

где

$$S_0[\varphi] = \frac{1}{2} \int dx \varphi (-\partial^2) \varphi, \quad (6.2)$$

$$S_I[\varphi] = \frac{(4\pi)^2}{4!} g \int dx \varphi^4. \quad (6.3)$$

Как хорошо известно, ряд теории возмущений для производящего функционала функций Грина

$$W[J] = \int D\varphi \exp \{ -S[\varphi] + \int dx J \cdot \varphi \} \quad (6.4)$$

расходится, и функция $W[J]$ как функция константы связи g не является аналитической в окрестности $g = 0$. Конкретное асимптотическое поведение дальних членов ряда теории возмущений может быть установлено с помощью метода функционального перевала [4]. Большим перевальным параметром при этом может служить номер рассматриваемого члена ряда. Главный вклад определяется такими конфигурациями, которые отвечают большим полям, пропорциональным положительной степени перевального параметра. Ясно, что в этом случае действие взаимодействия (6.3) не может рассматриваться как малое возмущение свободного действия (6.2).

Как мы видели в предыдущих разделах, в методе VPT в рамках исходной динамики строится новое действие взаимодействия S'_I и, соответственно, новое свободное действие S'_0 . При этом такое разбиение осуществляется с некоторыми параметрами вариационного типа. Подстройка этих параметров осуществляется таким образом, чтобы улучшить свойства сходимости ряда VPT. Как было показано в предыдущем разделе

ле, существуют такие способы построения VPT, в которых возникающие ряды сходятся в конечной области изменения параметров.

Здесь мы рассмотрим VPT-функционал вида

$$\tilde{S}[\varphi] = \theta^2 S_0^2[\varphi] \quad (6.5)$$

и перепишем полное действие (6.1) в виде

$$S[\varphi] = S'_0[\varphi] + \eta S'_I[\varphi], \quad (6.6)$$

где

$$S'_0[\varphi] = S_0[\varphi] + \tilde{S}[\varphi] \quad (6.7)$$

и

$$S'_I[\varphi] = S_I[\varphi] - \tilde{S}[\varphi]. \quad (6.8)$$

Параметр η мы ввели для удобства. Его степень будет соответствовать порядку VPT, в котором мы работаем. В окончательных выражениях будем полагать $\eta = 1$. Параметр θ^2 в уравнении (6.5) является вариационным параметром. Исходный функционал (6.4) не зависит от этого параметра, поэтому его можно использовать для оптимизации VPT-разложения. В используемой здесь нормировке действия взаимодействия удобно вместо θ^2 ввести параметр t с помощью соотношения

$$\theta^2 = 4C_s \frac{(4\pi)^2}{4!} g \cdot t, \quad (6.9)$$

где $C_s = 4!/(16\pi)^2$ — константа Соболева, фигурирующая в неравенстве (см., например, в связи с этим [2,3,51,52]).

$$\int dx \varphi^4 \leq C_s \left[\int dx \varphi(-\partial^2) \varphi \right]^2. \quad (6.10)$$

Параметр t фиксируем на основе принципа асимптотической оптимизации, рассмотренного в предыдущем разделе. В результате находим $t = 1$ [30].

После разложения по параметру η функциональный интеграл приводится к гауссову виду с помощью преобразования Фурье. В результате для функции Грина $G_{2\nu}$ в N -м порядке VPT получаем

$$G_{2\nu}^{(N)} = \int_0^\infty d\alpha \alpha^{\nu-1} \exp(-\alpha - \theta^2 \alpha^2) \sum_{n=0}^N \eta^n \alpha^{2n} \sum_{k=0}^n \frac{(\theta^2)^{n-k}}{(n-k)!} \frac{g_{2\nu}^k}{\Gamma(2k+\nu)}. \quad (6.11)$$

Здесь функции $g_{2\nu}^k$ — обычные коэффициенты теории возмущений для функции Грина $G_{2\nu}$. Для их вычисления можно применять стандартные фейнмановские правила.

Следует подчеркнуть, что разложение (6.11) в ряд по степеням константы связи g содержит все степени g . Первые N коэффициентов такого разложения совпадают с соответствующими коэффициентами, вычисленными в N -м порядке теории возмущений.

Перейдем теперь непосредственно к реализации программы перенормировки. Вместо поля φ и константы связи g введем голые величины φ_0 и g_0 . Поля φ_0 и φ связаны соотношением $\varphi_0 = Z^{1/2}\varphi$. Расходящиеся константы Z и g_0 будем вычислять здесь на основе VPT. Константа Z вычисляется по пропагатору G_2 . Для рассматриваемого приближения ее достаточно написать в первом порядке. Используя (6.11), находим

$$Z^{(1)} = \Gamma(1) J_1(\theta_0^2) + \eta \theta_0^2 \Gamma(3) J_3(\theta_0^2), \quad (6.12)$$

где мы определили

$$J_\nu(\theta^2) = \frac{1}{\Gamma(\nu)} \int_0^\infty d\alpha \alpha^{\nu-1} \exp(-\alpha - \alpha^2 \theta^2). \quad (6.13)$$

Функция $J_\nu(\theta^2)$ нормирована условием $J_\nu(0) = 1$.

Для связанной части четырехточечной функции Грина во втором порядке VPT получаем

$$-G_4^{(2)}(\mu^2) = \eta g_0 J_4(\theta_0^2) + \eta^2 \left[g_0 \frac{\theta_0^2}{1!} \frac{\Gamma(6)}{\Gamma(4)} J_6(\theta_0^2) - \frac{3}{2} g_0^2 J_6(\theta_0^2) \ln \frac{\Lambda^2}{\mu^2} \right]. \quad (6.14)$$

В этом выражении мы выписали только расходящуюся часть, которая необходима нам в дальнейшем, и использовали схему с симметричной точкой нормировки μ^2 . Для голой константы связи g_0 выпишем VPT-разложение в виде $g_0 = g(1 + \eta \alpha + \dots)$. Аналогичные разложения следует записать для параметра θ_0^2 и, соответственно, $J_\nu(\theta_0^2)$. Расходящийся коэффициент α определяется из выражений (6.12), (6.14) и требования конечности величины $-Z^2 G_4(\mu^2)$. Если мы теперь изменим точку нормировки $\mu \rightarrow \mu'$ и учтем, что голая константа g_0 от этой точки не зависит, мы приходим к взаимосвязи констант g и g' :

$$g' = g + \eta \beta(g) \ln \frac{\mu'^2}{\mu^2}, \quad (6.15)$$

где β -функция

$$\beta(g) = \frac{3}{2} g^2 \frac{J_6(\theta^2)/J_4(\theta^2)}{1 - \theta^2 \{ [\Gamma(6)J_6(\theta^2)/\Gamma(4)J_4(\theta^2)] - 2[\Gamma(3)J_3(\theta^2)/\Gamma(1)J_1(\theta^2)] \}}. \quad (6.16)$$

Параметр θ^2 в (6.16) определяется через константу связи g согласно (6.9) с оптимальным значением $l = 1$.

Разложение β -функции (6.16) в ряд по степеням константы связи содержит все степени g . Интересно сравнить возникающие коэффициенты VPT β -функции (6.16) с известными коэффициентами теории возмущений. Из (6.16) находим

$$\beta(g) = 1,5g^2 - 2,25g^3 + 14,63g^4 - 134,44g^5 + 1456,6g^6 - 17627,2g^7 + \dots \quad (6.17)$$

При проведении перенормировки контрчлены содержали только расходящиеся выражения. В размерной регуляризации это соответствует случаю, когда контрчлены включают в себя только полюсные части (см. [53, 54], а также обзор [55]). Соответствующая пертурбативная β -функция в приближении пяти петель имеет вид [56]:

$$\beta_{\text{perturb}}(g) = 1,5g^2 - 2,83g^3 + 16,27g^4 - 135,80g^5 + 1420,68g^6 + \dots \quad (6.18)$$

Отметим, что при вычислении β -функции (6.16) мы использовали лишь низший нетривиальный порядок VPT. Для этого приближения согласие выражений (6.17) и (6.18) вполне приемлемо. В работе [56] на основе суммирования ряда теории возмущений дано также предсказание для шестипетлевого коэффициента пертурбативной β -функции:

$\beta_6 = 17200 \pm 50$. Это значение также согласуется с разложением (6.17).

Как следует из (6.16), β -функция монотонно возрастает с увеличением константы связи g и не имеет ультрафиолетово-стабильной точки (рис.4). Для больших констант

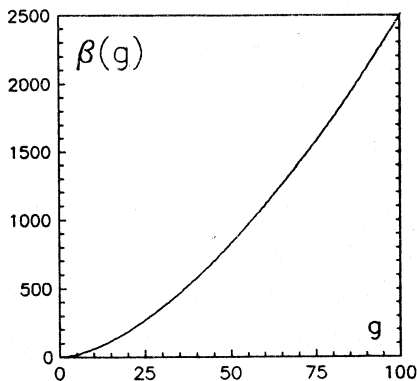


Рис.4. График β -функции, определенной согласно (6.16)

связи асимптотическое поведение β -функции (6.16) следующее:

$$\beta(g) \cong \frac{3}{10} \frac{\sqrt{\pi}}{\frac{3\pi}{8} - 1} g^{3/2}. \quad (6.19)$$

В литературе можно встретить различные предсказания асимптотики β -функции, полученные на основе различных методов. Отметим, например, что степень возрастания β -функции в (6.19) больше, чем линейный рост, найденный в [57], и меньше квадратичного, полученного в [58].

7. ПРИМЕНЕНИЕ К КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Многочисленные задачи квантовой хромодинамики требуют для своего решения применения непertурбативных методов. В этом направлении предпринимались и предпринимаются значительные усилия, характеризующиеся большим разнообразием подходов. В данном разделе мы рассмотрим применение метода VPT к квантовой хромодинамике как возможный способ проведения вычислений в непertурбативной области. Наше изложение будет основываться на работе [59]. Мы пойдем по пути построения ряда VPT на основе вариационной процедуры гармонического типа (несколько иные возможности обсуждались нами ранее в [60]). Доказать сходимость ряда VPT для квантовой хромодинамики в этом случае пока не представляется возможным. Тем не менее имеются обнадеживающие результаты, полученные в более простых моделях [39,40], относящиеся к индуцированной сходимости [35]. Важной особенностью предлагаемого подхода является возможность построения на основе идей VPT в рамках квантовой хромодинамики нового параметра разложения, который оказывается всегда меньше единицы при любых значениях константы связи.

Чтобы объяснить основную идею метода, рассмотрим чистую теорию Янга — Миллса. Включение кварков в рассмотрение не представляет проблемы. Соответствующий лагранжиан имеет вид

$$\begin{aligned} L_{YM} &= -\frac{1}{4} (F_{\mu\nu})^2 - \frac{1}{2} g F_{\mu\nu} [A_\mu \times A_\nu] - \frac{1}{4} g^2 [A_\mu \times A_\nu]^2 + L_{g.f.} + L_{FP} = \\ &= L_0(A) + g L_3(A) + g^2 L_4(A), \end{aligned} \quad (7.1)$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, $L_{g.f.}$ — калибровочная добавка и L_{FP} — лагранжиан Фаддеева — Попова.

Выражение $L_3(A)$ генерирует трехглюонные и дух-глюон-дух вершины. Для нас важно, что эти взаимодействия — юкавского типа. Выраже-

ние $L_4(A)$ генерирует четырехглюонные вершины. Введем поля $\chi_{\mu\nu}$ и преобразуем $L_4(A)$ так, чтобы глюонные поля и поля $\chi_{\mu\nu}$ взаимодействовали юкавским образом. Соответствующее преобразование имеет вид

$$\exp\left\{-i\frac{g^2}{4}\int dx[A_\mu \times A_\nu]^2\right\} = \int D\chi \exp\left\{\frac{i}{2}\int dx \chi_{\mu\nu}^2 + i\frac{g}{\sqrt{2}}\int dx \chi_{\mu\nu}[A_\mu \times A_\nu]\right\}. \quad (7.2)$$

Функциональный интеграл в (7.2) нормирован условием

$$\begin{aligned} \int D\chi \exp\left\{\frac{i}{2}\int dx \chi_{\mu\nu}^2(x) + i\int dx \chi_{\mu\nu}(x) J_{\mu\nu}(x)\right\} = \\ = \exp\left\{\frac{i}{2}\int dx dy J_{\mu\nu}(x) \Delta(x,y)_{\mu\nu;\mu_1\nu_1} J_{\mu_1\nu_1}(y)\right\}, \end{aligned} \quad (7.3)$$

где $\Delta(x,y)$ — пропагатор поля χ :

$$\Delta(x,y)_{\mu\nu;\mu_1\nu_1}^{ab} = \delta(x-y) \delta_{ab} \delta_{\mu\mu_1} \delta_{\nu\nu_1}. \quad (7.4)$$

Таким образом, функционал действия может быть записан в виде

$$S = S_0(\chi) + S(A, \chi) + S_{\text{YM}}^{\text{Yuk}}(A), \quad (7.5)$$

где

$$S(A, \chi) = \frac{1}{2} \int dx dy A_\mu^a(x) [D^{-1}(x,y|\chi)]_{\mu\nu}^{ab} A_\nu^b(y), \quad (7.6)$$

а $D(x,y|\chi)$ — пропагатор калибровочного поля в поле χ :

$$[D^{-1}(x,y|\chi)]_{\mu\nu}^{ab} = [-\partial^2 g_{\mu\nu} \delta_{ab} + g\sqrt{2} f_{abc} \chi_{\mu\nu}^c + \text{gauge terms}] \delta(x-y). \quad (7.7)$$

Для функции Грина можем записать

$$G(\cdots) = \langle G_{\text{Yuk}}(\cdots|\chi) \rangle, \quad (7.8)$$

где

$$G_{\text{Yuk}}(\cdots|\chi) = \int DA[\cdots] \exp\{i[S(A, \chi) + S_{\text{YM}}^{\text{Yuk}}(A)]\}, \quad (7.9)$$

$$\langle \cdots \rangle = \int D\chi [\cdots] \exp[iS_0(\chi)]. \quad (7.10)$$

Функции Грина $G_{\text{Yuk}}(\cdots|\chi)$ определяются только взаимодействиями юкавского типа с глюонным пропагатором $D(x,y|\chi)$. На рис.5,а показан полный глюонный пропагатор $\langle D_{\text{full}}(x,y|\chi) \rangle$. Диаграммы с четырехглюонными вершинами возникают при разложении $D(x,y|\chi)$ в ряд теории возмущений (рис.5,б). Они добавляются к юкавским диаграммам, и возникает стандартное диаграммное представление ряда теории возмущений (рис.5,в).

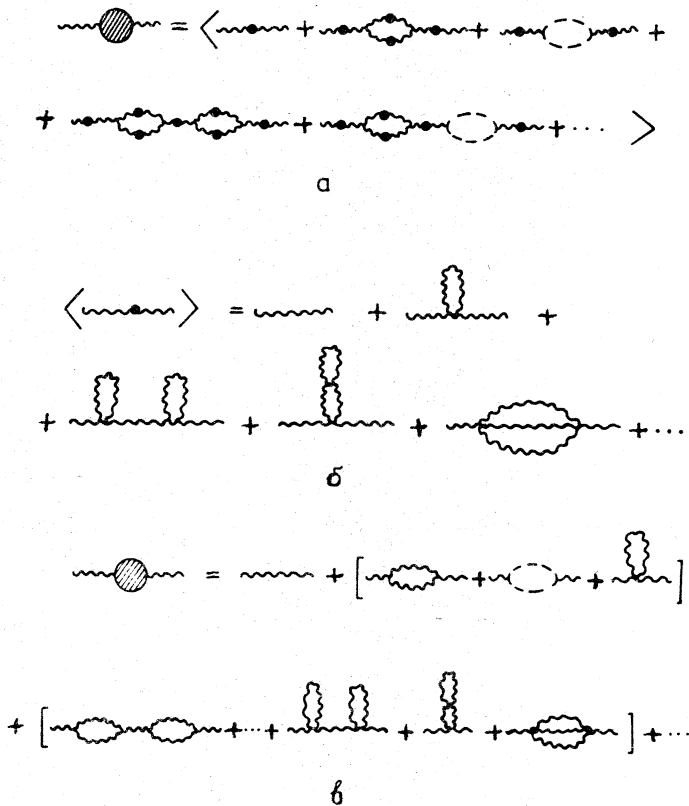


Рис.5. Диаграммное представление полного глюонного пропагатора в теории возмущений с использованием χ -преобразования. Функции $D(\chi)$ отвечает волнистая линия с точкой

Следуя идеям метода VPT, запишем лагранжиан в виде

$$L(A, \chi) = L_0(A, \chi) + L_f(A, \chi),$$

$$L_0(A, \chi) = \zeta^{-1} L(A, \chi) + \xi^{-1} L(\chi),$$

$$L_f(A, \chi) = \eta \lg L_{YM}^{Yuk}(A) - (\zeta^{-1} - 1) L(A, \chi) - (\xi^{-1} - 1) L(\chi), \quad (7.11)$$

где ζ и ξ — вариационные параметры. Исходный полный лагранжиан $L(A, \chi)$, конечно, от них не зависит. Поэтому свободу в выборе ζ и ξ можно использовать для получения VPT-разложения с определенными свойствами. Напомним, что здесь мы стремимся к построению нового малого параметра разложения.

Из (7.11) видно, что если для введенных параметров выполняются условия $0 < \xi < 1$ и $0 < \zeta < 1$, то, записав лагранжиан в виде (7.11), мы «ослабим» действие взаимодействия и «усилим» свободное действие. Как и ранее, после всех вычислений положим $\eta = 1$. Этот параметр предусмотрим также в пропагаторе $D(x, y | \chi)$ в комбинации с константой связи. В результате для функции Грина получаем

$$\begin{aligned} G(\cdots) &= \sum_n G_n(\cdots), \\ G(\cdots) &= \frac{1}{n!} \eta^n \int D\chi DA [\cdots] |iS_I(A, \chi)|^n \exp[iS_0(A, \chi)] = \\ &= (i\eta)^n \sum_{k=0}^n \frac{1}{(n-k)!k!} \int D\chi DA [\cdots] |g S_{YM}^{Yuk}(A)|^k \times \\ &\times [(\zeta^{-1} - 1)S(A, \chi) + (\xi^{-1} - 1)S(\chi)]^{n-k} \times \exp[iS_0(A, \chi)]. \quad (7.12) \end{aligned}$$

Для удобства вычислений переопределим $L_0(A, \chi)$ следующим образом:

$$L_0(A, \chi) \Rightarrow L'_0(A, \chi) = [1 + \kappa (\zeta^{-1} - 1)]L(A, \chi) + [1 + \kappa (\xi^{-1} - 1)]L(\chi). \quad (7.13)$$

После этого любую степень

$$[(\zeta^{-1} - 1)S(A, \chi) + (\xi^{-1} - 1)S(\chi)]$$

в (7.12) можно получить с помощью соответствующего числа дифференцирований выражения $\exp[iS'_0(A, \chi, \kappa)]$ по параметру κ , положив затем $\kappa = 1$.

Таким образом, из (7.12) и (7.13) находим

$$G_n = \eta^n \sum_{k=0}^n \frac{1}{(n-k)!} \left(-\frac{\partial}{\partial \kappa} \right)^{n-k} \langle g_k(\kappa) \rangle, \quad (7.14)$$

где функции

$$g_k(\kappa) = \frac{i^k}{k!} \int DA [\cdots] |g S_{YM}^{Yuk}(A)|^k \exp\left\{ i[1 + \kappa (\zeta^{-1} - 1)] \int dx L(A, \chi) \right\} \quad (7.15)$$

строятся на основе юкавских диаграмм теории Янга — Миллса с пропагатором

$$[1 + \kappa (\zeta^{-1} - 1)]^{-1} D(x, y | \chi) \rightarrow \xi D(x, y | \chi)$$

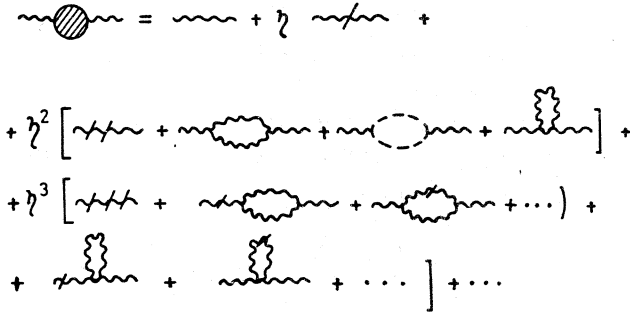


Рис.6. Диаграммы, соответствующие VPT-разложению полного глюонного пропагатора

для $\kappa = 1$. Пропагатор поля χ содержит фактор $[1 + \kappa (\xi^{-1} - 1)]^{-1}$, который переходит в ξ при $\kappa = 1$.

Оператор дифференцирования $\frac{1}{l!} \left(-\frac{\partial}{\partial \kappa} \right)^l$ выбрасывает множитель $(1 - \xi)^l$ для пропагатора глюона и $(1 - \xi)^l$ для пропагатора поля χ .

Нетрудно показать, что N -й порядок ряда VPT совпадает с N -м порядком теории возмущений с точностью $O(g^{N+1})$:

$$G_{\text{VPT}}^{(N)} = \sum_{n=0}^N G_n = G_{\text{PT}}^{(N)} + O(g^{N+1}). \quad (7.16)$$

Поэтому при малых константах связи VPT-разложение приведет к тем же результатам, что и стандартная теория возмущений.

На рис.6 изображены диаграммы для полного пропагатора глюона, соответствующие новому разложению. Перечеркнутая глюонная линия обозначает дифференцирование по параметру κ и содержит, следовательно, фактор $(1 - \xi)$. В том случае, когда глюонная линия возникла с помощью поля χ , соответствующим фактором будет $(1 - \xi)$.

Структура полученного разложения выглядит следующим образом:

$$1 + \eta (1 - \xi) + \eta^2 [(1 - \xi)^2 + g^2 \xi^3 + g^2 \xi] + \\ + \eta^3 [(1 - \xi)^3 + g^2 \xi^3 (1 - \xi) + g^2 \xi (1 - \xi) + g^2 \xi (1 - \xi)] + \dots \quad (7.17)$$

Нетрудно убедиться в сохранении этой структуры и для других функций Грина.

Теперь видно, что если мы выберем

$$\xi = \zeta^3, \quad (1 - \xi)^2 \sim g^2 \zeta^3, \quad (7.18)$$

то мы получим, что n -й член ряда VPT содержит общий множитель $(1 - \zeta)^n$, причем второе условие в (7.18) гарантирует нам выполнение неравенства $(1 - \zeta) < 1$ для всех положительных значений константы связи.

Применяя размерную регуляризацию с $d = 4 - 2\epsilon$, для констант перенормировки Z_{1YM} и Z_{3YM} (соответствующие обозначения см. в [61]) в ведущем порядке VPT находим

$$Z_{1YM} = 1 + \lambda \zeta^3 \left[N \left(\frac{17}{6} - \frac{3}{2} \alpha_G \right) - \frac{4}{3} N_f \right] \frac{1}{2\epsilon}, \quad (7.19)$$

$$Z_{3YM} = 1 + \lambda \zeta^3 \left[N \left(\frac{13}{3} - \alpha_G \right) - \frac{4}{3} N_f \right] \frac{1}{2\epsilon}. \quad (7.20)$$

Здесь мы уже ввели в рассмотрение кварки, которые без труда вписываются в вышеизложенную схему, в силу их юкавского взаимодействия с глюонами. Величина $\lambda = \alpha_s/(4\pi)$ и параметр ζ связаны друг с другом уравнением

$$(1 - \zeta)^2 = C \lambda \zeta^3 \quad (7.21)$$

с положительной константой C .

Из (7.19) и (7.20) находим

$$\lambda_0 = \mu^{2\epsilon} Z_{1YM}^2 Z_{3YM}^{-3} \lambda = \lambda \mu^{2\epsilon} \left[1 - \lambda \zeta^3 \frac{b_0}{\epsilon} \right], \quad (7.22)$$

где $b_0 = 11 - 2/3 N_f$. Откуда для β -функции получаем

$$\begin{aligned} \beta(\lambda) &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \mu^2 \frac{\partial \lambda}{\partial \mu^2} = \\ &= -b_0 \left(\lambda \frac{\partial}{\partial \lambda} - 1 \right) (\lambda^2 \zeta^3) = -2b_0 \lambda^2 \frac{\zeta^4}{3 - \zeta}. \end{aligned} \quad (7.23)$$

Решая соответствующее ренормгрупповое уравнение, находим

$$\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} = \frac{C}{2b_0} f(\zeta), \quad (7.24)$$

где функция $f(\zeta)$ имеет вид

$$f(\zeta) = \frac{2}{(1 - \zeta)^2} + \frac{12}{1 - \zeta^2} + 21 \ln \frac{\zeta}{1 - \zeta} - \frac{9}{\zeta}. \quad (7.25)$$

Нетрудно видеть, что в пертурбативной области, когда $Q^2 \gg \Lambda^2$ ($\zeta \sim 1$), из (7.21), (7.24) и (7.25) получается хорошо известный однопетлевой результат:

$$\lambda(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)}.$$

При уменьшении Q^2 и, соответственно, увеличении $\lambda(Q^2)$ логарифмический рост сменяется степенным: $\lambda(Q^2) \sim Q^{-2}$.

Для построения нерелятивистского кварк-антикваркового потенциала воспользуемся выражением

$$V(r) = -\frac{16\pi}{3} \int \frac{dQ}{(2\pi)^3} \exp(iQr) \frac{\alpha_S(Q^2)}{Q^2}. \quad (7.26)$$

Чтобы найти $V(r)$, аппроксимируем $\alpha_S(Q^2)$ следующим выражением:

$$\alpha_S^{\text{appr}}(Q^2) = \frac{a_1}{Q^2} + \frac{4\pi}{b_0 \ln(a_2 + Q^2/\Lambda^2)} \quad (7.27)$$

с двумя параметрами a_1 и a_2 , которое представляет собой минимальную форму, позволяющую в достаточной мере приблизить найденную $\alpha_S(Q^2)$ в подходящей области Q^2 . Результат такой аппроксимации для $\Lambda_{\overline{\text{MS}}} = 140$ МэВ, $N_f = 3$ и $C = 0,82$ с параметрами $a_1 = 0,260$ ГэВ² и $a_2 = 897,0$ показан на рис.7. Пересчет $\Lambda_{\overline{\text{MS}}}$ в применяемую здесь MS-схему осуществлялся по обычной двухпетлевой формуле. Подставив (7.27) в (7.26), получим нерелятивистский кварк-антикварковый потенциал, изображенный на рис.8 сплошной линией. Пунктирной линией отмечен феноменологический потенциал, взятый из работы [62] и согласующийся с мезонной спектроскопией.

Рассмотрим также эффективную кварковую массу. Соответствующая аномальная размерность в нашем приближении имеет вид

$$\gamma_m = 4\lambda \frac{\partial}{\partial \lambda} (\lambda \xi^3). \quad (7.28)$$

Используя (7.21) и (7.24) и решая уравнение

$$\frac{d \ln m(Q^2)}{d \ln Q^2} = -\gamma_m, \quad (7.29)$$

находим

$$m_r(Q^2) = \hat{m} \left[\frac{b_0}{2\pi} \alpha_S(Q^2) \right]^{4/b_0}, \quad (7.30)$$

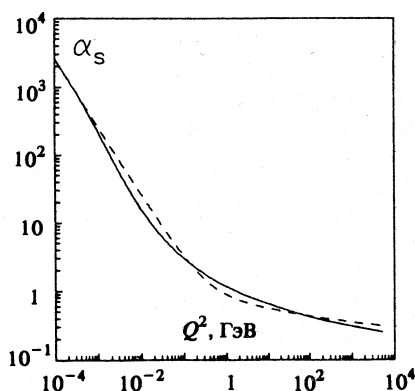


Рис.7. Результат аппроксимации $\alpha_s(Q^2)$ выражением (7.27). Сплошная линия отвечает $\alpha_s(Q^2)$, полученному на основе VPT. Пунктиром показан результат аппроксимации по формуле (7.27)

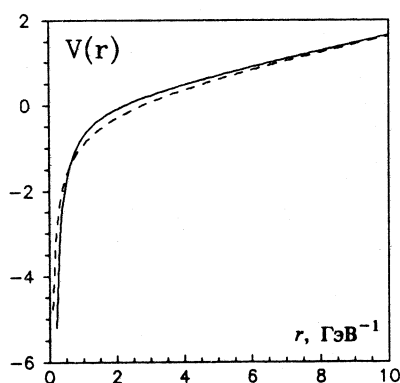


Рис.8. Нерелятивистский потенциал взаимодействия кварков. Сплошная линия — полученный здесь потенциал, пунктирная — феноменологический потенциал [62]

где $\hat{m}$ — ренорминвариантный массовый параметр. Величина $m(Q^2)$ для тех же параметров, которые мы использовали ранее, и для $\hat{m} = 7$ МэВ показана на рис.9.

Сингулярное инфракрасное поведение инвариантного заряда

$$\alpha_s(Q^2) \sim Q^{-2} \quad (7.31)$$

неоднократно обсуждалось в литературе (см., например, обзор [63]). Если в импульсном пространстве записать потенциал взаимодействия кварков в виде

$$V(q^2) = -\frac{16\pi}{3} \frac{\alpha_s(q^2)}{q^2}, \quad (7.32)$$

то такое поведение обеспечит линейный рост потенциала в координатном пространстве $V(r) \sim r$ на больших расстояниях.

Асимптотическое поведение (7.31) связано с асимптотикой β -функции $\beta(\lambda) \rightarrow -\lambda$ при больших константах связи. Такая инфракрасная картина квантовой хромодинамики согласуется с уравнениями Дайсона — Швингера [64] и с решеточными расчетами [65]. Поведение величины $-\beta(\lambda)/\lambda$ для приведенных выше параметров представлено на рис.10, из которого видно, что при больших λ ее значение близко к единице.

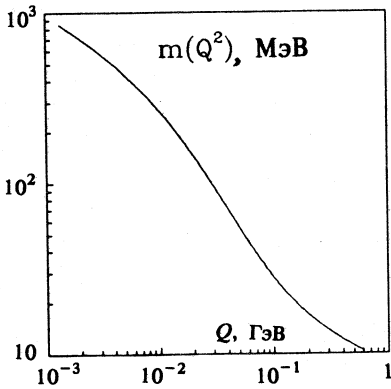


Рис.9. Бегущая масса кварка $m(Q^2)$ как функция Q для $\hat{m} = 7$ МэВ

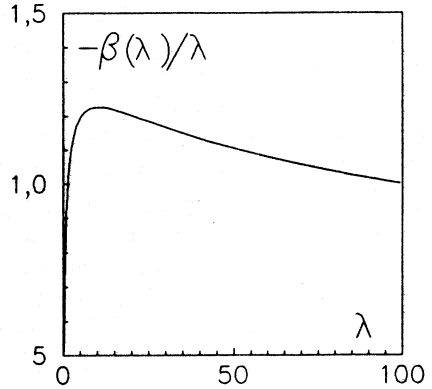
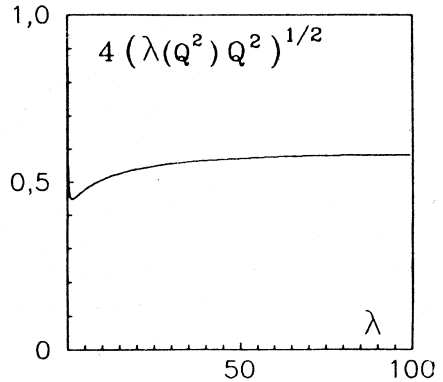


Рис.10. Величина $-\beta(\lambda)/\lambda$ как функция λ

Рис.11. Величина $4\sqrt{Q^2\lambda(Q^2)}$ как функция λ



На рис.11 изображена величина $4\sqrt{Q^2\lambda(Q^2)}$, для которой феноменологическое значение при больших константах связи, вытекающее из мезонной спектроскопии, равно 0,59 ГэВ [63]. Как видно, это значение вполне хорошо просматривается на графике.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен подход к квантовой теории поля, основанный на вариационной теории возмущений. Исходный функционал действия переписывается с помощью некоторой добавки вариационного типа, и применяется разложение по эффективному действию взаимодействия. Таким образом, в отличие от многих непертурбативных подходов, в мето-

де VPT рассматриваемая величина с самого начала представляется в виде некоторого ряда, что позволяет вычислять необходимые поправки. Тем самым метод VPT предоставляет возможность ответить на вопрос, в какой мере основной вклад, определяемый вариационным путем на основе некоторого принципа оптимизации, адекватно отражает рассматриваемую задачу, и какова область применимости полученных результатов.

Возможность проведения вычислений в рамках обсуждаемого подхода основывается на том факте, что метод VPT, так же, как и стандартная теория возмущений, использует лишь гауссовы функциональные квадратуры. При этом, конечно, ряд VPT обладает иной структурой, и, кроме того, модифицируются некоторые фейнмановские правила на уровне пропагаторов и вершин. Вид самих диаграмм при этом не меняется, что в техническом плане весьма существенно. В N -й порядок VPT-разложения вклад дадут диаграммы того же вида, что и в N -й порядок обычной теории возмущений.

Возникающие в методе VPT вариационные параметры позволяют управлять свойствами сходимости ряда VPT. В случае ангармонической вариационной процедуры для φ^4 -теории поля существует конечная область значений параметров, в которой ряд VPT сходится при всех положительных значениях константы связи. При гармонической вариационной процедуре имеются обсуждавшиеся выше указания, что ряд VPT также будет сходиться в смысле так называемой индуцированной сходимости, когда вариационные параметры «подкручиваются» от порядка к порядку. Интересной также представляется возможность построения рядов Лейбница в теории поля. В этом случае первые члены ряда позволяют получить двухсторонние оценки его суммы, а наличие вариационных параметров дает возможность эти оценки в рассматриваемом порядке VPT максимально сузить.

В настоящей работе мы привели различные способы вывода в рамках VPT непертурбативного гауссова эффективного потенциала. Например, он возникает как первое нетривиальное приближение при вариационной коррекции однопетлевого вклада, на основе как гармонической, так и ангармонической вариационной процедуры. Однако свойства возникающих при этом рядов различны. Если оставлять массовый параметр, оптимизирующий эффективный потенциал, фиксированным по первому порядку, что может быть удобно в силу относительной простоты уравнения, которому он удовлетворяет, то сходимость ряда может обеспечить только ангармонический способ введения пробного функционала. Добиться сходимости для гармонической вариационной процедуры можно лишь в смысле индуцированной сходимости, подстраивая вариационный параметр от порядка к порядку. Тем не менее гармонический способ по-

строения VPT благодаря своей простоте и возможности обобщения на другие модели теории поля выглядит весьма привлекательным. Именно его мы выбрали для применения VPT к квантовой хромодинамике.

Предлагаемый подход к квантовой хромодинамике основан на разложении, в котором используется новый малый параметр. Этот параметр подчиняется уравнению, решения которого всегда меньше единицы при любой величине константы связи. Таким образом, оставаясь в рамках применимости такого разложения, можно по сравнению с теорией возмущений продвинуться в область существенно меньших энергий. В данной работе мы рассмотрели лишь первый нетривиальный порядок. Полученные результаты для непертурбативной β -функции и потенциала взаимодействия кварков выглядят обнадеживающими. Конечно, на данный момент остается открытым вопрос об устойчивости этих результатов и об описании в рамках предложенной схемы многих других величин и процессов. Этот вопрос в настоящее время нами изучается. Не забегая вперед, отметим лишь следующие два обстоятельства. Во-первых, для применяемого здесь метода можно рассчитывать на индуцированную сходимость VPT-ряда. Как мы упоминали выше, строгое доказательство такого рода сходимости имеется для простых моделей [39,40]. В случае квантовой хромодинамики предложить строгое доказательство сходимости пока не представляется возможным. Однако наши предварительные расчеты для следующего порядка показывают, что изложенная выше картина сохраняется. Во-вторых, важной особенностью предложенного подхода является тот факт, что для достаточно малых α_s он воспроизводит стандартную теорию возмущений. Таким образом, в нашем методе сохраняется вся высокоэнергетическая физика. При продвижении в область малых энергий, когда обычная теория возмущений перестает работать ($\alpha_s(Q^2) \sim 1$), наш параметр разложения остается все еще малым, и мы не выходим за рамки применимости нашего подхода.

Авторы выражают глубокую благодарность Л.Д.Корсун, О.П.Соловцовой и О.Ю.Шевченко, в соавторстве с которыми были получены некоторые из изложенных здесь результатов. Мы также признательны Б.А.Арбузову, А.М.Балдину, Б.М.Барбашову, А.А.Владимирову, Х.Ф.Джоунсу, Г.В.Ефимову, А.В.Ефремову, М.А.Иванову, В.Г.Кадышевскому, Д.И.Казакову, В.Каллису, А.Л.Катаеву, М.Консоли, Э.А.Кураеву, Ф.М.Льву, Г.И.Лыкасову, О.В.Теряеву, П.М.Стивенсону, Д.В.Ширкову, Н.М.Шумейко за интерес к работе и полезные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 93-02-3754).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kazakov D.I., Shirkov D.V. — *Fortschr.Phys.*, 1980, vol.28, p.465.
2. Zinn-Justin J. — *Phys.Rep.*, 1981, vol.70, p.109.
3. Zinn-Justin J. — *Quantum Field Theory and Critical Phenomena*. Clarendon Press. Oxford, 1989.
4. Липатов Л.Н. — *ЖЭТФ*, 1977, т.72, с.411.
5. Lam C.G. — *Nuovo Cimento*, 1966, vol.A47, p.451.
6. Langer J.S. — *Ann.Phys.*, 1967, vol.44, p.108.
7. Collins J.C., Soper D. — *Ann.Phys.*, 1978, vol.112, p.209.
8. Auberson G. et al. — *Nuovo Cimento*, 1978, vol.A48, p.1.
9. Рид М., Саймон Б. — *Методы современной математической физики. Анализ операторов*. М.: Мир, 1982, т.4.
10. Глимм Дж., Джаффе А. — *Математические методы квантовой физики*. М.: Мир, 1984.
11. Halliday I.J., Suranyi P. — *Phys.Lett.*, 1979, vol.B85, p.421; *Phys.Rev.*, 1980, vol.D21, p.1529.
12. Shaverdyn B.S., Ushveridze A.G. — *Phys.Lett.*, 1983, vol.B123, p.403; Ushveridze A.G. — *Phys.Lett.*, 1984, vol.B142, p.403; Ушверидзе А.Г., Шубитидзе Н.И. — *ЯФ*, 1984, т.40, с.1195.
13. Parisi G. — *Phys.Lett.*, 1977, vol.B69, p.329.
14. Bender C.M. et al. — *Phys.Rev.*, 1979, vol.D19, p.1865; Soto J. — *Nucl.Phys.*, 1989, vol.B316, p.141; Tarrach R. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.B262, p.294; Ritschel U. — *Z.Phys.*, 1991, vol.51, p.469; Fried H.M. — *Nucl.Phys.*, 1980, vol.B169, p.329; Abbot R.B. — *Z.Phys.*, 1984, vol.C26, p.393; Ader J.P., Bonner B., Hontebeyrie M. — *Nucl.Phys.*, 1980, vol.B170, p.165.
15. Солодовникова Е.П., Тавхелидзе А.Н., Хрусталеv О.А. — *ТМФ*, 1972, т.10, с.162; *ТМФ*, 1972, т.11, с.317.
16. Тавхелидзе А.Н., Токарев В.Ф. — *ЭЧАЯ*, 1990, т.21, с.1126; Матвеев В.А., Тавхелидзе А.Н., Шапошников М.Е. — *ТМФ*, 1984, т.59, с.323.
17. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zacharov V.I. — *Nucl.Phys.*, 1979, vol.B147, p.385.
18. Caswell W.E. — *Ann.Phys.*, 1979, vol.123, p.153; Killingbeck J. — *J.Phys.*, 1981, vol.A14, p.1005; Austin E.J., Killingbeck J. — *J.Phys.*, 1982, vol.A15, p.443.
19. Schiff L.I. — *Phys.Rev.*, 1963, vol.130, p.458; Rosen G. — *Phys.Rev.*, 1968, vol.173, p.1632.
20. *Variational Calculation in Quantum Field Theory*, Proc. of the Workshop (Wangerooze, Germany, 1987), eds. Polley L. and Pottinger E.L. World Scientific, Singapore, 1988.
21. Ефимов Г.В. — *Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий*. М.: Наука, 1985, с.216.
22. Efimov G.V. — *Comm.Math.Phys.*, 1979, vol.65, p.15; Ефимов Г.В., Иванов М.А. — *Препринт ОИЯИ*, P2-81-707, Дубна, 1981.
23. Barnes T., Ghandour G.T. — *Phys.Rev.*, 1980, vol.D22, p.924.
24. Stevenson P.M. — *Phys.Rev.*, 1984, vol.D30, p.1712; *Phys.Rev.*, 1985, vol.D32, p.1389. Hajj G.A., Stevenson P.M. — *Phys.Rev.*, 1988, vol.D37, p.413; Stancu I., Stevenson P.M. — *Phys.Rev.*, 1990, vol.D42, p.2710; Stancu I. — *Phys.Rev.*, 1991, vol.D43, p.1283.
25. Okopinska A. — *Phys.Rev.*, 1987, vol.D35, p.1835; *Phys.Rev.*, 1987, vol.D36, p.1273.
26. Bollini C.G., Giambiagi J.J. — *Nuovo Cim.*, 1986, vol.A93, p.113.
27. Sissakian A.N., Solovtsov I.L. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.A157, p.261.
28. Sissakian A.N., Solovtsov I.L. — *Z.Phys.*, 1992, vol.C54, p.263.
29. Корсун Л.Д., Сисакян, А.Н., Соловцов И.Л. — *ТМФ*, 1992, т.90, с.37.
30. Sissakian A.N., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu. — *Phys.Lett.*, 1992, vol.B297, p.305.
31. Sissakian A.N., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu. — *Phys.Lett.*, 1993, vol.B313, p.367.

32. Korsun L.D., Sissakian A.N., Solovtsov I.L. — *Int.J.Mod.Phys.*, 1993, vol.8, No.29, p.5129.
33. Sissakian A.N., Solovtsov I.L., Solovtsova O.P. — *Phys.Lett.*, 1994, vol.B321, p.381.
34. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. — Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1986.
35. Stevenson P.M. — *Nucl.Phys.*, 1984, vol.B231, p.65.
36. Contogouris A.P., Mebarki N. — *Phys.Rev.*, 1989, vol.D39, p.1464.
37. Chyla J., Kataev A.L., Larin S.A. — *Phys.Lett.*, 1991, vol.B267, p.269.
38. Mattingly A.C., Stevenson P.M. — *Phys.Rev.Lett.*, 1992, vol.69, p.1320.
39. Buckley I.R.C., Duncan A., Jones H.F. — *Phys.Rev.*, 1993, vol.D47, p.2554.
40. Duncan A., Jones H.F. — *Phys.Rev.*, 1993, vol.D47, p.2560.
41. Bender C.M., Wu T.T. — *Phys.Rev.*, 1969, vol.184, p.1231.
42. Hioe F.T., Montroll E.W. — *J.Math.Phys.*, 1975, vol.16, p.1945; Hioe F.T., Mac-Millen D., Montroll E.W. — *Phys.Rep.*, 1978, vol.C43, p.305.
43. Schiff L.I. — *Phys.Rev.*, 1953, vol.92, p.766.
44. Вайнштейн А.И. и др. — *ЯФ*, 1980, т.32, с.1622.
45. Coleman S., Weinberg E. — *Phys.Rev.*, 1973, vol.D7, p.1888.
46. Consoli M. — *Phys.Lett.*, 1993, vol.B305, p.78.
47. Branchina V., Consoli M., Stivala N.M. — *Z.Phys.*, 1993, vol.C57, p.251.
48. Consoli M., Stevenson P.M. — *Rice Preprint DE-FG05-92ER40717-5*, 1993; *Rice Preprint DE-FG05-92ER40717-9*, 1993.
49. Branchina V., Castorina P., Consoli M., Zappala D. — *Phys.Lett.*, 1992, vol.B274, p.404.
50. Ibanez-Meier R., Stancu I., Stevenson P.M. — *Gaussian Effective Potential for the U(1) Higgs Model*. *Rice Preprint*, 1993.
51. Parisi G. — *Phys.Lett.*, 1977, vol.B68, p.361.
52. Khuri N.N. — *Phys.Lett.*, 1985, vol.B150, p.199.
53. t'Hooft G. — *Nucl.Phys.*, 1973, vol.B61, p.455.
54. Weinberg S. — *Phys.Rev.*, 1973, vol.D8, p.3497.
55. Владимирев А.А., Ширков Д.В. — *УФН*, 1979, т.129, с.407.
56. Chetyrkin K.G., Gorishny S.G., Larin S.A., Tkachov F.V. — *Phys. Lett.*, 1983, vol.B132, p.351.
57. Castoldi P., Schomblond C. — *Nucl.Phys.*, 1978, vol.B139, p.269.
58. Казаков Д.И., Тарасов О.В., Ширков Д.В. — *ТМФ*, 1979, т.38, с.15.
59. Solovtsov I.L. — *Phys.Lett.*, 1994, vol.B327, p.335.
60. Sissakian A.N., Solovtsov I.L., Shevchenko O.Yu. — *Int.J.Mod.Phys.*, 1994, vol.A9, No.12, p.1929.
61. Narison S. — *Phys. Rep.*, 1982, vol.84, p.263.
62. Levine R., Tomozawa Y. — *Phys.Rev.*, 1979, vol.D19, p.1572.
63. Арбузов Б.А. — *ЭЧАЯ*, 1988, т.19, вып.1, с.5.
64. Ball J.S., Zachariasen F. — *Phys.Lett.*, 1980, vol.B95, p.273; Baker M., Ball J.S., Zachariasen F. — *Nucl.Phys.*, 1981, vol.B186, p.531.
65. Baker M. — *Phys.Rep.*, 1981, vol.75, p.205.

АДРОННЫЕ СТРУИ И СТРУЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В КОЛЛАЙДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

А.М.Мусеев

Институт физики высоких энергий, Протвино

Сделан общий обзор данных по адронным струям, полученных в экспериментах на e^+e^- , e^-p - и $\bar{p}p$ -коллайдерах. В начале обзора рассмотрены феноменологические и теоретические подходы к описанию механизма фрагментации партонов и различные экспериментальные переменные, используемые при анализе струй. Затем проведено критическое сравнение алгоритмов по поиску струй в e^+e^- -аннигиляции и даны некоторые физические результаты, полученные при анализе структуры многоструйных аннигиляционных событий. Особое внимание в обзоре уделено экспериментам на $\bar{p}p$ -коллайдерах ЦЕРН и ФНАЛ. В основных чертах описаны детекторы с 4π -геометрией, рассмотрены использованные процедуры поиска струй, приведены и интерпретированы данные по инклюзивному и множественному образованию струй. В обзоре рассмотрены также первые экспериментальные результаты, полученные на коллайдере HERA, которые свидетельствуют о множественном образовании струй в ep -взаимодействиях. В целом показано, что все приведенные экспериментальные данные полностью согласуются с предсказаниями теории возмущений КХД. В заключение приведены первые примеры использования в коллайдерных экспериментах техники струйной спектроскопии и рассмотрены возможности струйной спектроскопии при исследовании тяжелых частиц на коллайдерах следующего поколения.

A general survey is given of data on the hadronic jets, obtained in the experiments at e^+e^- , e^-p and $\bar{p}p$ colliders. It starts with the consideration of the phenomenological and theoretical descriptions of the parton fragmentation in a jet and of the various experimental variables used in the jet analysis. Then different jet finding algorithms developed for the e^+e^- -annihilation are critically compared and some physical results stemmed from the study of the structure of multijet annihilation events are outlined. Special attention is given in this report to the experiments at the $\bar{p}p$ colliders at CERN and FNAL. The main features of the 4π -detectors are described, the used procedures of the jet identification are discussed and the data on the inclusive and the multiple production of high energy jets are presented and interpreted. The first experimental results obtained at HERA, which give clear evidence for the multijet production in ep -interactions, are also discussed. It is shown, that all quoted experimental data firmly support the predictions of the perturbative QCD. Finally, the first examples of the jet spectroscopy technique application in the collider experiments are outlined and the potentialities of the jet spectroscopy for heavy particle search at the future colliders are considered.

1. ВВЕДЕНИЕ

Новые теоретические идеи и экспериментальные открытия, приведшие к становлению в 70-е годы квантовой хромодинамики (КХД) [1], существенно изменили наши представления о природе сильных взаимодействий. Однако построение полной теории взаимодействий адронов еще далеко от завершения даже в секторе глубоконеупругих процессов (ГНП), где в рамках теории возмущений (ТВ) по малой (на малых расстояниях) константе связи α_s КХД получены наиболее значительные результаты. Если взять за основу пространственно-временную картину ГНП, то достаточно строгое теоретическое описание получено лишь для взаимодействий точечноподобных (пока до $\sim 1,4 \cdot 10^{-17}$ см) партонов и эволюции разлетающихся партонов до расстояний около $5 \cdot 10^{-15}$ см от точки взаимодействия. Однако процесс превращения виртуальных партонов в наблюдаемые адроны конечного состояния, которые появляются на расстоянии $(0,5-1,0) \cdot 10^{-13}$ см от точки взаимодействия, еще не имеет однозначной интерпретации и является предметом активных теоретических и экспериментальных исследований.

Основным результатом, полученным при изучении этапа эволюции партонов на расстояниях $10^{-14} + 10^{-13}$ см, является открытие адронных струй, т.е. обособленных групп адронов, заселяющих ограниченные области фазового пространства, и объяснение механизма их образования на полукачественном уровне.

В современной физике высоких энергий адронные струи, с одной стороны, являются новым объектом регистрации, который занял место отдельных адронов, бывших основным объектом регистрации в экспериментах при меньших энергиях. С другой стороны, сейчас уже стало очевидным, что сам процесс фрагментации партонов в адронные струи связан с основополагающими представлениями КХД, поэтому детальное изучение структуры струй имеет большую самостоятельную ценность.

Настоящий обзор посвящен истории становления этого нового направления физики высоких энергий на примере экспериментальных исследований на e^+e^- и адронных (hh) коллайдерах, где были получены наиболее важные результаты.

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ФРАГМЕНТАЦИИ ПАРТОНОВ

Понятие адронной струи как наблюдаемого образа партона с высокой энергией возникло на феноменологическом уровне в первой половине

70-х годов и окончательно утвердилось с завершением разработки основных положений КХД. Среди побудительных мотивов, заставивших физиков обратиться к разработке концепции этого нового процесса адронобразования, основную роль сыграли два следующих. Во-первых, для объяснения ненаблюдаемости кварков нужно ввести новый вид поля, обладающего свойством, позднее названным «асимптотической свободой». Во-вторых, измеренная экспериментально зависимость $\sim p_t^{-8}$ спектра адронов при больших p_t , вместо ожидаемой для жесткого рассеяния партонов зависимости $\sim p_t^{-4}$ [2], заставляла предположить о существовании дополнительного промежуточного механизма перераспределения импульса жестко рассеянного партона между несколькими адронами.

На возможность перехода жесткого партона в струю адронов в поле, обладающем высокой поляризуемостью вакуума, одним из первых указал Дж.Д.Бьеркен. В развитие этой идеи в работе [3] с помощью формализма квантовой электродинамики решена соответствующая одномерная задача. В частности, показано, что после рождения пары заряженных фермионов с импульсами $Q/2$ по мере их расхождения при определенной поляризуемости вакуума заряд фермионов во все большей степени будет экранироваться наведенным зарядом, что приведет через время $t = Q/m^2$ к аннигиляции начальных зарядов с наведенными и образованию бозонов с массой m .

В этой работе сделан вывод о том, что в ГНП в направлении «выбитого» партона должна появляться струя адронов, множественность которых растет как логарифм от квадрата переданного 4-импульса.

2.1. Феноменологические модели независимой фрагментации. Из-за неразвитости техники расчетов в рамках КХД начальные попытки описать механизм распределения импульса фрагментирующего партона между адронами струи на количественном уровне были основаны на феноменологических моделях независимой фрагментации.

Одной из первых и наиболее популярной из них является модель Филда — Фейнмана (МФФ) [4,5], в которой были впервые введены многие фундаментальные принципы образования адронных струй из быстрых партонов. Доведение развитого в ней формализма до уровня, обеспечивающего его прямое использование в расчетах по методу Монте-Карло (МК), и удачная параметризация введенных в модели функций распределения обеспечили широкое использование этой модели при анализе экспериментальных данных на первом этапе исследований образования струй. Идеи Филда и Фейнмана сыграли столь значительную роль в становлении новых представлений о механизмах адронобразова-

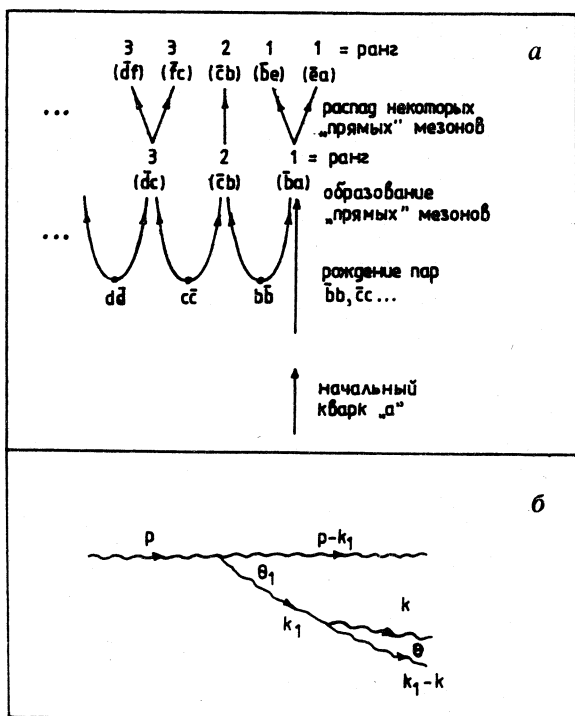


Рис.1. Схематическое изображение фрагментации партона в МФФ (а) и глюонного каскада в КХД (б)

ния, что до сих пор заслуживают хотя бы краткого ознакомления с ними, хотя к настоящему времени несовершенство этой модели уже очевидно.

В основу МФФ положен простой каскад кварк — мезон — кварк, реализующийся за счет последовательной рекомбинации кварков из $q\bar{q}$ -пар, рождающихся в цветном поле начального кварка a . Схема «иерархии» образовавшихся мезонов (барионы в исходной МФФ не рассматривались) приведена на рис.1,а. Согласно этой картине кинематические характеристики образовавшегося «прямого» мезона (который может быть резонансом) существенно определяются его местом в цепочке последовательных переходов кварк — мезон — кварк, названным в [5] рангом мезона. В этой работе было предположено, что в образовавшейся в результате такого каскада струе распределение частиц по продольному импульсу определяется феноменологической производящей функцией $f(\eta)$, задающей вероятность того, что мезон первого ранга, который содержит начальный

кварк a , оставляет остальному каскаду относительную часть начального импульса $\eta = 1 - z_1$, где $z_1 = \xi_1 / W_0$, ξ_1 — продольный импульс мезона первого ранга, W_0 — импульс первичного кварка. В этих обозначениях вероятность того, что мезон первого ранга имеет импульс ξ_1 в интервале $d\xi_1$, равна $f(1 - \xi_1 / W_0) d\xi_1 / W_0$, вероятность того, что мезон второго ранга имеет импульс ξ_2 в интервале $d\xi_2$, равна $f(1 - \xi_2 / W_1) d\xi_2 / W_1$, где $W_1 = W_0 - \xi_1$, и т.д. В конечном счете, вероятность того, что появляется каскад последовательно образовавшихся мезонов, в котором k -й мезон будет иметь продольный импульс ξ_k в интервале $d\xi_k$, может быть записана в виде

$$P(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k, \dots) d\xi_1 d\xi_2 \dots d\xi_k \dots = \prod_{i=1}^{\infty} f(\eta_i) d\eta_i, \quad (1)$$

где $\eta_i = \xi_i / W_{i-1}$. Это приводит к рекурсивному интегральному уравнению

$$F(z) = f(1 - z) + \int_z^1 f(\eta) F(z/\eta) d\eta/\eta, \quad (2)$$

где $F(z)$ — вероятность появления в кварковой струе прямого мезона любого ранга с относительным продольным импульсом z .

После учета различных ароматов кварков наблюдаемая экспериментально фрагментационная функция $D_q^h(z)$ первичных мезонов h , образующихся при фрагментации этого кварка, принимает вид

$$D_q^h(z) = A_q^h f(1 - z) + B^h \bar{F}(z). \quad (3)$$

В этом выражении функция $\bar{F}(z)$, задающая вероятность появления любого первичного мезона ранга более высокого, чем первый, с относительным продольным импульсом z , вычисляется через функцию $f(\eta)$, а коэффициенты A_q^h и $B^h = \sum_q \gamma_q A_q^h$ выражаются через константы γ_q , определяющие вероятность образования $q\bar{q}$ -пар разных ароматов. Выражение (3) может быть легко расширено для учета рождения векторных резонансов в качестве первичных мезонов.

Из физических соображений и на основе анализа экспериментальных данных, проделанного авторами [4], для фрагментации легких кварков была предложена простая параметризация

$$f(\eta) = 1 - a + a(b + 1) \eta^b, \quad (4)$$

где a — константа, подбираемая при подгонке экспериментальных данных (обычно берется $a = 0,77$), и $b = 2$. Для тяжелых кварков позже была предложена функция $f(\eta) = (b + 1)(1 - \eta)^b$, где $b = 0,2$ и 4 для s -, b - и t -кварков соответственно.

Распределение мезонов по поперечному импульсу в МФФ вводится дополнительно на основе предположения о локальном сохранении поперечного импульса при образовании пары $\bar{q}_i q_i$. Абсолютные значения поперечного импульса этих кварка и антикварка q_{Ti} задаются гауссовым распределением

$$P(q_{Ti}^2) = \exp(-q_{Ti}^2/2\sigma_q^2) d^2 q_{Ti}. \quad (5)$$

В этом случае все мезоны ранга выше первого имеют одинаковое p_T -распределение со средним $\langle p_T^2 \rangle = 2\sigma^2$, где $\sigma = \sqrt{2}\sigma_q$ (подгонка к экспериментальным данным дала $\sigma \cong 350$ МэВ/с).

Опыт использования МФФ для описания инклюзивных спектров частиц, образовавшихся в струях, показал, что она правильно воспроизводит основные характеристики кварковых струй, особенно в области быстрых частиц. Однако эта модель имеет ряд очевидных недостатков. Так как безмассовые партоны в ней фрагментируют в адроны, обладающие массой, выполнение законов сохранения энергии и импульса достигается искусственным путем после завершения процедуры моделирования ливня. Кроме того, МФФ не воспроизводит нарушения скейлинга, обусловленного Q -зависимостью фрагментационных функций.

Часть этих недостатков МФФ были устранены в работе Али и др. [6] на основе формализма КХД. В частности, в ней была определена Q -зависимость функции $f(\eta)$, что привело к уменьшению с ростом Q заселенности в области больших z . В этой же работе была сделана попытка получить фрагментационную функцию для глюона в рамках предположения, что глюон первоначально конвертирует в $\bar{q}q$ -пару.

Дальнейшее развитие МФФ получила в работе Майера [7], в которой введен механизм рождения в каскаде барионов за счет образования пар дикварков ($qq - \bar{q}\bar{q}$), что привело, однако, к появлению в модели дополнительных «настроечных» параметров.

2.2. Лундская струнная модель фрагментации. Другой феноменологической моделью, весьма популярной в 80-х годах, была так называемая Лундская струнная модель (ЛСМ) фрагментации [8], которая была разработана теоретиками университета Лунда. В основе ЛСМ положен механизм цветового конфайнмента, описанный выше [3]. В КХД силовые линии глюонного поля между двумя цветными зарядами (партонами) коллимируются в узкую цветную трубку, которую приближенно можно

считать струной. В ЛСМ постулировано, что по мере расхождения этих зарядов происходит «натяжение» струны, энергия которого составляет $K \approx 1$ ГэВ/фм. При ее растяжении на несколько фемтометров наступает «разрыв», что приводит к появлению пары $q\bar{q}$, так как высвобождаемой энергии достаточно для образования их масс. Это соответствует появлению двух цветных струн, имеющих на внутренних концах вновь образованные q и $\bar{q}$, которые могут, в свою очередь, «растягиваться» и «рваться», давая начало развитию партонного каскада. Оставшиеся кусочки струн, которые уже не обладают достаточной энергией, чтобы рваться дальше, соответствуют обычным адронам. Показано, что в предположении равномерного распределения плотности энергии поля вдоль струны этот процесс описывается интегральным уравнением (2) МФФ с производящей функцией $f(z) = 1$, где $z = 1 - \eta$. Последующий процесс коллинеарного испускания глюонов, которое в рамках формализма ЛСМ представляется в виде «излома» на цветной струне, приводит к функции $f(z) = z^{-1}(1 - z)^c$, где $c = 0,3+0,5$. Поперечный импульс каскадных партонов в ЛСМ разыгрывается так же, как в МФФ. Эта модель обладает релятивистской инвариантностью и обеспечивает сохранение энергии и импульса. Дальнейшее развитие этой модели [9] привело к введению в нее этапа партонного каскада, рассчитываемого в рамках КХД. Отличительной особенностью ЛСМ является возникновение в ней корреляций между двумя адронными струями, образовавшимися из одной струны, например, в e^+e^- -аннигиляции.

Последний вариант модели хорошо описывает данные по e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях, однако он перегружен чисто математическими усовершенствованиями и содержит большое количество настраиваемых констант.

2.3. Описание фрагментации партонов в КХД. Более глубокое понимание механизмов образования струй было достигнуто за последние годы, благодаря развитию техники расчетов по ТВ для КХД. Наиболее корректный метод расчетов по ТВ КХД состоит в получении матричных элементов для фейнмановских диаграмм с возрастающей степенью α_s . Однако в настоящее время такие расчеты существуют, за некоторыми исключениями [10], только в следующем за низшим порядке ТВ для испускания под большими углами жестких глюонов, которые сами дают адронные струи. Для e^+e^- -аннигиляции это соответствует $O(\alpha_s^2)$ -приближению, которое описывает конечное состояние с четырьмя партонами, имеющее конфигурацию, позволяющую избежать «коллинеарной» (т.е. вызываемой параллельностью импульсов партонов) и «инфракрасной» (возникающей при импульсе партона, стремящемся к нулю) рас-

ходимости. Дальнейшее применение формализма ТВ КХД для описания фрагментации партонов осложняется техническими трудностями и, в частности, тем, что, кроме исходного большого масштабного параметра Q , введение которого в перенормируемых теориях позволяет обойти проблему расходимости интегралов по фейнмановским диаграммам с «петлями» (для e^+e^- -аннигиляции обычно берется $Q \equiv \sqrt{s}/2$), возникают меньшие масштабные параметры (например, инвариантная масса Q_j струи).

Поэтому для описания процесса адронизации партона были сформулированы специальные правила расчета КХД-каскада (jet calculus rules), описываемого «ветвевыми» диаграммами на основе эволюционного уравнения Альтарелли — Паризи [11]. Этот метод первоначально был обоснован в главном логарифмическом приближении [12].

В рамках этого подхода развитие адронных струй можно представить в виде двух последовательных стадий. На первой стадии начальный партон, обладающий большой виртуальной массой, эволюционирует, испуская глюоны, которые, в свою очередь, испускают глюоны второго поколения и т.д., пока образовавшиеся глюоны не достигнут достаточно малой виртуальной массы, которая в расчетах задается параметром эффективного обрезания глюонной эволюции Λ_{eff} . Доминирующим на этой стадии эволюции является такое расщепление глюона, при котором его продольный импульс делится асимметрично. Как было показано в [13], образовавшиеся каскадные глюоны легко упорядочиваются в бесцветные синглеты. На второй стадии, соответствующей «большим расстояниям», развитие партонной системы завершается образованием адронов, которое уже нельзя описать в рамках КХД. Однако в главном логарифмическом приближении остается проблема «инфракрасной» расходимости.

Дальнейшие успехи в расчетах первой стадии эволюции кварк-глюонного каскада были достигнуты после того, как в [14—16] было дано строгое обоснование уменьшения углов эмиссии глюонов вдоль каждой «ветви» партонного каскада за счет когерентных эффектов, вызывающих деструктивную интерференцию. Это позволило описать кварк-глюонные каскады в виде произведения вероятностей независимых распадов партонов в последовательно сужающиеся конусы. На этой основе в [14, 15] было показано, что в дважды логарифмическом приближении [17] можно получить свободное от расходимостей выражение для матричного элемента множественного образования глюонов в струе за счет выбора областей фазового пространства, в которых неприводимые фейнмановские диаграммы дают дважды логарифмы.

Для иллюстрации этого подхода на рис. 1, б изображена часть каскада, где глюон с импульсом p распадается на глюоны k_1 и $p - k_1$, после чего

глюон k_1 претерпевает распад в глюоны k и $k_1 - k$. В дважды логарифмическом приближении $k_1 > k > K$, где K является «массой» глюона k . Условие сильной угловой упорядоченности глюонов [14], возникающее из-за когерентности мягкого тормозного излучения, требует, чтобы $\theta/\theta_1 \ll 1$. В этом случае вероятность испускания глюона k глюоном k_1 принимает вид [18]:

$$P(k_1 \rightarrow k) = N_c \frac{\alpha_s(k_t^2)}{\pi} \frac{dk}{k} \frac{d\theta^2}{\theta^2},$$

где N_c — число «цветов», k_t — поперечный импульс глюона k .

В [19, 20] на основе правила сильной угловой упорядоченности глюонов были рассчитаны инклюзивные спектры партонов в струе и показано, что максимального значения распределение по быстроте $y = \frac{1}{2} \ln [(E + p_L)/(E - p_L)]$ достигает при $y \approx 1/2 \ln(Q/2\Lambda_{\text{eff}})$. Этот эффект «горбатого плато» означает, что в e^+e^- -аннигиляции инклюзивное распределение адронов по быстроте должно иметь провал в центральной области. В [16] было также получено известное соотношение $N_g/N_q = 9/4$ для множественностей глюонов в глюонной и кварковой струях.

Однако, как показано в [21], дважды логарифмическое приближение, правильно отражая качественные закономерности, оказывается недостаточным для количественного описания партонной системы с контролируемой точностью. В этой работе было разработано модифицированное главное логарифмическое приближение, полностью учитывающее как дважды логарифмические, так и однологарифмические эффекты эволюции партонной системы. Рассчитанное в этом приближении распределение глюонов по $\ln(1/x)$, где $x = E_g/E_j$, также демонстрирует «горбатое плато», и для асимптотических энергий в области, близкой к максимуму, оно может быть описано гауссовым распределением [22]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \ln(1/x)} \approx N(Y) \left(\frac{c_1}{\pi Y^{3/2}} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{-c_1 (\ln(1/x) - \ln(1/x_0))^2}{Y^{3/2}} \right], \quad (6)$$

имеющим максимум при $\ln(1/x_0) = \frac{Y}{2} + c_2 \sqrt{Y} + O(1)$, где $c_1 = \sqrt{36N_c/b}$;

$$c_2 = B \sqrt{\frac{b}{16N_c}}; \quad Y = \ln(Q/2\Lambda_{\text{eff}}); \quad b = \frac{11N_c}{3} - \frac{2N_f}{3}; \quad B = \frac{1}{b} \left(\frac{11N_c}{3} + \frac{2N_f}{3N_c^2} \right);$$

N_c и N_f — число цветов и ароматов соответственно. Член $O(1)$ описывает

поправки более высокого порядка, и для $Q \rightarrow \infty$ он должен быть константой. Множитель $N(Y)$ соответствует вычисляемой множественности глюонов в конце каскада. На основе локальной партон-адронной дуальности [23] предполагается, что она соответствует множественности адронов с точностью до нормализовочного коэффициента $K(Y)$.

Учет поправок более высокого порядка ТВ, проведенный в [24], показал, что форма распределения по $\ln(1/x)$ отклоняется от гауссовой и включает два более высоких момента:

$$s = \langle (\xi - \bar{\xi})^3 \rangle / \sigma^3, \quad k = \langle (\xi - \bar{\xi})^4 \rangle / \sigma^4 - 3,$$

в форме

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \ln \xi} = \frac{N(Y)}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[\frac{k}{8} - \frac{s\delta}{2} - \frac{(2+k)\delta^2}{4} + \frac{s\delta^3}{6} + \frac{k\delta^4}{24} \right], \quad (7)$$

где $\delta = (\xi - \bar{\xi})/\sigma$; $\sigma = \langle (\xi - \bar{\xi})^2 \rangle^{1/2}$ и $\bar{\xi} \equiv \ln(1/x)$.

В рамках ТВ для КХД получен также ряд других специфических предсказаний для различных кинематических областей партонного каскада. Так, для области малых x при условии сильного упорядочивания по x_i (т.е. $x_1 \gg x_2 \gg \dots x_n$), но без существенных ограничений на k_{ii}^2 , в [25,26] получено другое асимптотическое решение для множественного образования глюонов, которое свидетельствует о возможности появления «горячих точек», т.е. областей фазового пространства, ограниченных по k_T , с очень высокой плотностью глюонов ($dn/d \ln(1/x) \sim 1/\alpha_s$), которые взаимодействуют между собой в пространстве быстрот на расстоянии порядка единицы [27].

В [28] приведены расчеты для двухчастичной корреляционной функции $R(x_1, x_2, Q)$, свидетельствующие о существовании при малых x_i положительных короткодействующих корреляций, являющихся результатом когерентной эмиссии глюонов. Однако результаты расчетов оказались очень чувствительными к поправкам к главному логарифмическому приближению и поэтому являются скорее полукачественными.

Все приведенные выше результаты относятся к фрагментации легких кварков. КХД-анализ фрагментации тяжелых кварков предсказал существенные отличия в спектрах каскадных глюонов. В частности, мягкое глюонное излучение в этом случае подавлено, а в области $x \rightarrow 1$ возникает «мертвый конус» [28,29].

В заключение этого раздела можно отметить, что в целом техника расчета эволюции глюонных систем с помощью ТВ КХД уже достигла

точности, обеспечивающей экспериментальную проверку на количественном уровне.

3. ПРОГРАММЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ПРОЦЕССОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ СТРУЙ

Как показано в предыдущем разделе, процесс превращения партонов в адронные струи по своей природе является вероятностным, поэтому расчеты различных характеристик струй до уровня, позволяющего прямое сравнение с результатами эксперимента, целесообразно проводить методом МК. Однако в общем случае такое сравнение требует учета механизмов образования струй. Решение последней задачи сравнительно просто только для e^+e^- -аннигиляции при низких энергиях. Но корректное представление глубоконеупругого лептон-адронного и адрон-адронного столкновений в вычислительном плане представляет собой не менее трудную проблему, чем описание фрагментации партонов после взаимодействия, поскольку оно должно включать картину эволюции начальных партонов.

Поэтому для получения теоретических предсказаний для жестких процессов, сопровождающихся образованием струй, в 80-е годы стали создаваться компьютерные суперпрограммы, полностью воспроизводящие все известные на данный момент детали теоретического описания таких процессов.

Подобные программы обычно поддерживаются и постоянно обновляются авторским коллективом, что приводит к появлению последовательной серии их вариантов. Ниже будут описаны последние варианты некоторых из этих программ.

3.1. Программа ISAJET. Одной из первых программ подобного рода является ISAJET [30], созданная в Брукхэйвенской национальной лаборатории (США) для моделирования методом МК жестких подпроцессов в pp - и $\bar{p}p$ -столкновениях. Расчеты всех связанных с ними эффектов в программе ISAJET организованы в виде следующих этапов.

1. Сначала разыгрываются подпроцессы жесткого взаимодействия, в число которых включены двухчастичное рассеяние партонов, одиночное и парное рождение калибровочных векторных бозонов, рождение суперсимметричных частиц и т.д.

Эти расчеты проводятся в низшем порядке ТВ КХД.

2. Эволюция образовавшихся партонов описывается до $\Lambda_{\text{eff}} = 6$ ГэВ в рамках главного логарифмического приближения КХД [31] без учета эф-

фектов когерентности. Окончательная адронизация партонов конечного состояния реализуется по МФФ с $\langle q_i \rangle = 0,35 \text{ ГэВ/с}$.

3. Для моделирования эмиссии глюонов первичным партоном с пространственноподобной виртуальной массой в ISAJET использован метод [32], согласно которому эволюция начального партона рассматривается в обратном направлении после жесткого взаимодействия партонов нужного типа при максимальном Q^2 с искусственным упорядочиванием виртуальных масс испущенных глюонов.

Эта программа широко использовалась для анализа экспериментальных данных на существующих $\bar{p}p$ -коллайдерах. В целом было получено хорошее их описание, но для процесса $\bar{p}p \rightarrow W + n$ (струй) при $\sqrt{s} = 1,8 \text{ ТэВ}$ было найдено, что ISAJET существенно занижает сечения для $n \geq 2$ [33].

3.2. Программа HERWIG. Эта программа [34] была создана под руководством Б.Веббера из Кэмбриджского университета, одним из наиболее активных теоретиков, работающих над развитием КХД, и с теоретической точки зрения, она представляется наиболее совершенной из всех программ подобного рода. Программа HERWIG отличается прежде всего систематическим учетом когерентных эффектов*, и в нее включены основные виды ГНП.

1. При моделировании жестких лептон-лептонных, лептон-адронных и адрон-адронных процессов учитывается цветная структура подпроцесса, так как интерференция глюонной радиации, испущенной из различных цветных конфигураций, ограничивает фазовый объем для первого мягкого глюона, испущенного жестким партоном [35]. Это приводит к зависимости размера конуса для первичного испускания глюона партоном i от угла вылета связанного с ним по цвету партнера j .

2. Эволюция партонов конечного состояния моделируется с учетом когерентных эффектов в форме сильной угловой упорядоченности, описанной в п.2.3. В программе также учитываются азимутальные корреляции между струями, возникающие как из-за интерференционных эффектов, так и из-за поляризации глюонов. После завершения моделирования глюонного каскада каждому глюону присваивается виртуальная масса Q_g (которая должна быть больше удвоенной массы легких кварков), и глюоны конвертируются в пары $q\bar{q}$. Из этих кварков образуются бесцветные «прекластеры» со средней массой $\sim 3Q_g$. Если такой прекластер

*Название программы является аббревиатурой от Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons.

оказывается слишком легким, чтобы распасться на два адрона, ему присваивается масса самого легкого адрона с данным кварковым составом. Более тяжелые прекластеры распадаются на два адрона или каскадно — на большее число адронов. В программу включены возможности распада глюона на дикварки, и рассматриваются процессы образования тяжелых (b и t) кварков.

3. Эволюция начальных партонов в программе HERWIG моделируется на основе правил, сформулированных в [34]. В частности, в качестве каскадной переменной для пространственноподобного каскада взята величина $Q_i = E_i \sqrt{\xi_i}$, где $\xi_i = p \cdot q_i / E \omega_i$, а p , E и q_i , ω_i — 3-импульсы и энергии каскадирующего и испущенного партонов. Моделирование эволюции первичных адронов ведется в обратном направлении после розыгрыша жесткого подпроцесса.

Программа HERWIG широко используется при интерпретации данных в экспериментах на e^+e^- - и hh -коллайдерах.

3.3. Программа JETSET. Эта программа была создана специально для описания многоструйных событий в e^+e^- -аннигиляции [36]. В ней используется алгоритм развития партонного каскада, учитывающий когерентные эффекты, в котором введены дополнительные ограничения с тем, чтобы эмиссия жестких глюонов на большие углы происходила согласно предписанию матричного элемента, вычисленного во втором порядке ТВ КХД. Развитие партонного каскада в JETSET заканчивается при $\Lambda_{\text{eff}} \cong 1,5$ ГэВ, и адронизация образовавшихся партонов осуществляется по ЛСМ.

Существует целый ряд аналогичных программ (COJET [37], EUROJET [38] и т.д.), которые отличаются от приведенных выше программ подробностями алгоритмов для моделирования партонных каскадов и используют одну из описанных выше схем фрагментации.

4. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ

Наиболее чистые условия для исследования адронных струй представляет реакция e^+e^- -аннигиляции в два кварка:

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, \quad (8)$$

поэтому первые эксперименты по поиску адронных струй и изучению их характеристик были поставлены на e^+e^- -встречных пучках. Однако при сравнительно низких энергиях e^+e^- -накопительных колец, существо-

вавших к середине 70-х годов, экспериментальное выделение отдельных струй даже в реакции (8) было практически невозможно. Поскольку в кварк-партонной модели события от реакции (8) должны иметь две адронные струи, направленные в противоположные стороны, для обнаружения этого эффекта и измерения направления оси струй были развиты методы анализа формы события как целого с помощью так называемых коллективных переменных. В дальнейшем этот подход был использован для анализа событий более сложной формы, что привело к расширению спектра коллективных переменных. Ниже будут рассмотрены наиболее употребительные из них.

4.1. Коллективные переменные. Первыми из переменных, использованных для анализа формы события в фазовом пространстве, были те из них, которые применимы для описания аксиально-симметричных событий. Такими величинами являются сферичность и траст [39,40], определяемые как

$$S = (\min \sum_{i=1}^N (p_T^i)^2) / \sum_{i=1}^N (p_T^i)^2,$$

$$T = (\max \sum_{i=1}^N |p_L^i|) / \sum_{i=1}^N p^i,$$

где суммирование ведется по всем заряженным частицам, p_T^i — поперечный импульс относительно оси, для которой $\sum_{i=1}^N (p_T^i)^2$ имеет минимальное значение, а p_L — продольный импульс частицы относительно оси, для которой $\sum_{i=1}^N |p_L^i|$ имеет максимальное значение. Для двухструйных событий по мере сужения струй величина S стремится к нулю, а T — к единице; в то время как для полностью сферических событий $S = 1$, $T = 0,5$. Определяемые при вычислении S и T оси являются хорошим приближением оси двухструйного события.

Недостатком переменной S является невозможность ее точного расчета КХД из-за «инфракрасной» расходимости. Поэтому для сравнения с предсказаниями КХД используются распределения по T .

Для анализа событий более сложной формы было предложено использовать тензор сферичности [39,41], составленный из компонент импульсов всех вторичных частиц i :

$$M_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^N p_{\alpha}^i p_{\beta}^i, \quad \alpha, \beta = x, y, z,$$

который диагонализуется для каждого события. Полученные таким образом собственные векторы этого тензора p_j , связанные с собственными величинами λ_j , называются иногда «главными осями» события. Норми-

рованные собственные значения $Q_j = \lambda_j / \sum_{j=1}^3 \lambda_j$ при их упорядочивании в виде $Q_1 < Q_2 < Q_3$ обозначают, соответственно, толщину, ширину и длину события. В этих обозначениях $S = 3/2 (Q_1 + Q_2)$. Наряду со сферичностью, в качестве другой независимой переменной могут быть взяты планарность

$$P = (Q_2 - Q_1)$$

и плоскостность события

$$F = 1 - Q_1/Q_2,$$

для плоских событий $F = 1$.

В качестве эквивалента переменной сферичность, распределения по которому можно сравнивать с расчетами по КХД, иногда используется переменная сферосити [42], которая имеет несколько более сложное определение.

С помощью метода главных осей можно обнаружить отклонение формы события от двухструйной конфигурации, но при этом вектор p_3 даст направление только усредненной более чем по двум струям оси события. Для того, чтобы определить оси каждой из трех возможных струй, был развит специальный метод [43], уже приближающийся к алгоритмам индивидуального выделения каждой струи. В этом методе все частицы конечного состояния, имеющие 3-импульсы $p_1, p_2, \dots, p_N$, группируются в три непустых подмножества C_1, C_2, C_3 с полными 3-импульсами $P(C_l) = \sum_{i \in C_l} p_i$, $l = 1, 2, 3$. Из этих векторов конструируется переменная, названная «триплисити»:

$$T_3 = (1/\sum_{i=1}^N |p_i|) \max_{C_1, C_2, C_3} \{|P(C_1)| + |P(C_2)| + |P(C_3)|\}.$$

Эта переменная имеет значения $T_3 = 1$ для отчетливых трехструйных конфигураций и $T_3 = 3\sqrt{3}/8 = 0,65$ для полностью сферических событий.

Подмножества C_i^* , обеспечивающие максимальное значение T_3 , идентифицируются с адронными струями, имеющими 3-импульсы $P(C_i^*)$. В силу закона сохранения импульса эти векторы должны быть компланарны. Углы между струями в этой «плоскости триплсити» могут быть интерпретированы как углы между партонами.

Для определения формы более сложных событий в [44] предложены переменные, именуемые обычно моментами Фокса — Вольфрама:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|p_i| |p_j|}{s} P_l(\cos \varphi_{ij}),$$

где суммирование ведется по всем частицам каждого события, P_l — полином Лежандра, φ_{ij} — угол между 3-импульсами частиц i и j . Четные моменты используются для описания формы симметричных событий, а нечетные моменты отражают степень их асимметричности. В частности, для сферичных событий все моменты с $l \geq 2$ равны нулю, а события с двумя коллинеарными струями дают $H_l = 1$ для четных l и $H_l = 0$ — для нечетных. Для симметричных трехструйных событий моменты H_2 и H_3 имеют предельные значения $1/4$ и $5/8$ соответственно.

В [45] рассмотрен более общий инвариантный метод выделения многоструйных событий в пространстве относительных четырехмерных скоростей $u_i = p_i/m_i$, где p_i — 4-импульсы частиц, m_i — их массы. Однако при анализе экспериментальных данных в коллайдерных экспериментах этот метод еще не использовался.

В исследованиях на e^+e^- -коллайдерах при больших $\sqrt{s}$ и особенно в экспериментах на hh -коллайдерах требуется выделять события, имеющие струи с большими поперечными импульсами. Но на установках с 4π -геометрией на встречных пучках у таких струй измеряются только их углы и энергия с помощью ячеистых калориметров. Поэтому было введено понятие поперечной энергии $E_{Ti} = E_i \sin \theta_i$, где θ_i — угол вылета частицы i относительно направления пучка, и определена новая коллективная переменная — полная поперечная энергия события $\sum E_{Ti}$. Для поиска событий с жесткими нейтрино (от распада тяжелых частиц) стала использоваться коллективная переменная, названная недостающей поперечной энергией:

$$E_t^{\text{mis}} = [(\sum E_{Ti} \cos \varphi_i)^2 + (\sum E_{Ti} \sin \varphi_i)^2]^{1/2},$$

где φ_i — азимутальный угол частицы i . Эта переменная служит мерой небаланса поперечного импульса.

4.2. Обнаружение кварковых и глюонных струй. Первые данные о струйной структуре адронных конечных состояний в e^+e^- -аннигиляции были получены с помощью магнитного спектрометра SLAC-LBL на накопительных кольцах SPEAR и опубликованы в 1975 г. [46]. В этом эксперименте было показано, что с ростом полной энергии в с.ц.м. $\sqrt{s}$ от 3,0 до 7 ГэВ величина $\langle S \rangle$ заметно уменьшается. Из распределения по углу между осями двухструйных событий и осью сталкивающихся пучков, соответствующего угловому распределению вылета $q\bar{q}$ -пары, было впервые получено подтверждение теоретического предсказания о равенстве спина кварка $1/2$. Эти важные данные, позже уточненные в экспериментах на $e^\pm$ -накопительных кольцах PETRA в диапазоне $\sqrt{s} = 14 + 34$ ГэВ, хорошо согласовывались с основными положениями кварк-партонной модели, которая связала конститuenty статической кварковой модели с партонами, наблюдаемыми в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию.

Еще более фундаментальные результаты были получены на накопительных кольцах PETRA в 1979 г., когда на всех четырех экспериментальных установках, расположенных на этом коллайдере в местах пересечения e^+e^- -пучков, были впервые выделены выборки событий с тремя струями.

Интересно отметить, что первые указания на существование событий трехструйной конфигурации пришли из визуального просмотра угловых распределений потока энергии. Для количественного подтверждения наличия в мультиадронных событиях от e^+e^- -аннигиляции при высокой энергии третьей струи, соответствующей глюону, испущенному одним из кварков $q\bar{q}$ -пары, в экспериментах на PETRA были проведены сравнения распределений по некоторым коллективным переменным с результатами расчетов по кварк-партонной модели для процесса (8) и расчетов по КХД для процесса

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g. \quad (9)$$

На рис.2 показано распределение по планарности P для мультиадронных событий, зарегистрированных детектором JADE [47] при $\sqrt{s} = 27,7$ и 30 ГэВ. Из него следует, что расчеты по кварк-партонной модели с величиной σ_q , определяющей распределение поперечного импульса q_t кварков в каскаде адронизации по МФФ (см. п.2.1), даже значительно превышающей значение $\sigma_q = 250$ МэВ/с, найденное при меньших

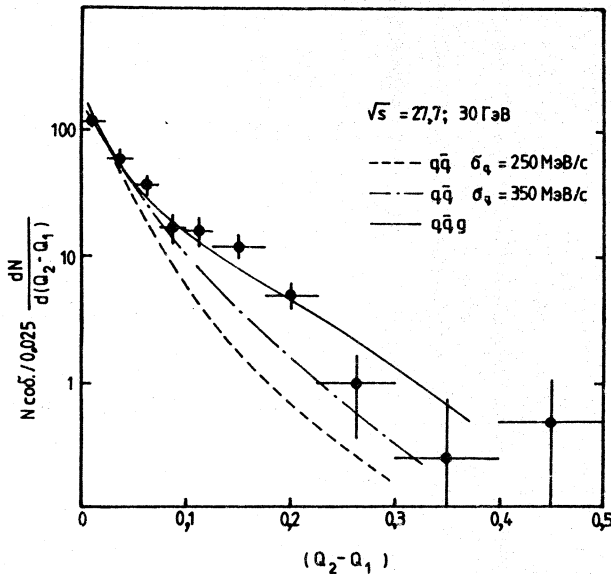


Рис.2. Распределение по планарности $P = Q_2 - Q_1$ мультиадронных событий из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \approx 30$ ГэВ. Штриховая и штрихпунктирная линии — расчеты по МФФ; сплошная — результаты по КХД для процесса (9)

энергиях, не могут воспроизвести эти экспериментальные данные. Расчеты по КХД для реакции (9), наоборот, хорошо согласуются с результатами эксперимента.

В эксперименте на детекторе PLUTO [48] после отбора мультиадронных событий по величине траст T , в предположении, что события являются двухструйными, струи были разделены на узкие (с меньшим $\langle p_t \rangle$) и широкие (с большим $\langle p_t \rangle$). При таком отборе дополнительная глюонная струя должна входить в состав широкой струи. Действительно, показано, что наблюдаемая в диапазоне $13+30$ ГэВ слабая энергетическая зависимость $\langle p_t^2 \rangle$ узких струй хорошо воспроизводится как кварк-партоновой моделью, так и КХД, но более заметный рост $\langle p_t^2 \rangle$, отмеченный у широких струй, возникает только в КХД как результат излучения тормозного глюона одним из кварков. В этом же эксперименте с помощью

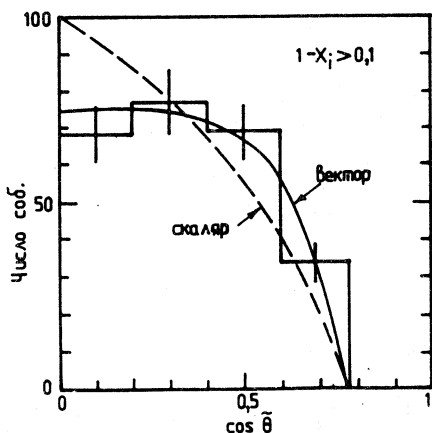


Рис.3. Распределение по $\cos \bar{\theta}$ для трехструйных событий из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 30$ ГэВ. Сплошной линией представлены расчеты по КХД, штриховой — по модели со скалярным глюоном

обрезаний по переменным триплсити T_3 , траст T и сферичность S отобраны события с отчетливыми трехструйными конфигурациями. Их количество хорошо согласовывалось только с расчетами по КХД для реакции (9). Аналогичные результаты, подтверждающие, что при высоких энер-

гиях в событиях от e^+e^- -аннигиляции появляется третий партон, который можно отождествить с предсказанным КХД глюоном, были получены на детекторах TASSO [49] и MARK-J [50]. Однако для окончательного подтверждения фундаментального предположения КХД о существовании глюонных полей, нужно было получить экспериментальные доказательства того, что спин появляющегося в e^+e^- -аннигиляции третьего партона равен единице. Поэтому к началу 80-х годов были проведены многочисленные исследования возможностей определения спина глюона в e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях [51—54]. В частности, в [51] было показано, что распределение по $\cos \bar{\theta}$, где $\bar{\theta}$ — угол в плоскости трехструйного события между направлением струи с максимальной энергией и направлением вылета двух других струй в их системе покоя, существенно зависит от величины спина глюона. На рис.3 приведено распределение по $\cos \bar{\theta}$, взятое из работы [55], выполненной на экспериментальном материале с установки TASSO при энергиях $27,4 < \sqrt{s} < 36,6$ ГэВ. В этой работе с помощью коллективных переменных были тщательно отобраны 248 трехструйных со-

бытий с относительной энергией самой жесткой струи $x_1 = \frac{E_1}{E_{\text{beam}}} < 0,9$.

Показанные на рис.3 результаты расчетов в первом порядке ТВ КХД и аналогичных вычислений по модели для скалярных глюонов [56] явно свидетельствуют в пользу первого варианта. Еще более убедительное доказательство в пользу того, что спин глюона равен единице, дало срав-

нение экспериментального значения $\langle \cos \tilde{\theta} \rangle_E = 0,349 \pm 0,013$ с расчетными значениями $\langle \cos \tilde{\theta} \rangle_V = 0,341 \pm 0,004$ и $\langle \cos \tilde{\theta} \rangle_s = 0,292 \pm 0,003$.

Теоретические расчеты, проведенные в [52], показали, что величина спина глюона влияет также на форму распределения по x_1 . Анализ такого распределения в области $0,7 < x_1 < 0,95$, проделанный в [57] на данных с детектора PLUTO при энергиях около 30 ГэВ, подтвердил, что гипотеза о спине третьей струи $s = 1$ является более предпочтительной. Позже к такому же выводу пришла группа физиков, работавших на детекторе CELLO при энергии $\sqrt{s} = 34$ ГэВ [58].

4.3. Алгоритмы выделения отдельных адронных струй при средних энергиях. Хотя использование коллективных переменных для анализа e^+e^- -взаимодействий позволило эффективно выделить двух- и трех-струйные события и получить фундаментальные физические результаты, явившиеся важным экспериментальным подтверждением правильности основных положений КХД, к началу 80-х годов эта техника обработки экспериментальных данных в значительной мере себя исчерпала.

Для дальнейшей проверки предсказаний КХД требовались данные по аннигиляционным событиям с четырьмя и более струями, а для проверки моделей фрагментации партонов было необходимо детально исследовать структуру одиночных струй. К тому же энергия $\sqrt{s} \cong 35$ ГэВ, достигнутая на накопительных кольцах PETRA, уже обеспечивала достаточное разнесение адронных струй в пространстве детектора, что позволяло поставить вопрос о выделении отдельных струй с помощью специальных алгоритмов.

Одним из первых был предложен «угловой» струйный алгоритм [59], в котором для выделения струи использовался факт коллимаций продуктов фрагментации партона относительно направления его импульса. Этот алгоритм включает в себя следующие этапы:

— Сначала выбирается самая быстрая частица, и все остальные частицы в угловом растворе $\Delta\theta < \alpha$ добавляются к ней, образуя прекластер. Подобная же операция последовательно производится со всеми остальными частицами. Направление оси прекластера получается путем суммирования 3-импульсов всех включенных в него частиц.

— Все прекластеры с углами между их осями меньше $\Delta\theta = \beta$ объединяются в кластеры, их энергия и 3-импульсы определяются путем суммирования всех вошедших в них частиц.

— Кластеры с $E_{cl} \geq E_{min}$ и $n_{part} \geq n_0$ считаются струями.

— Все струи в событии считаются правильно идентифицированными, если выполняется условие $\sum_{i=1}^{n_c} E_{cl} > E_{vis}(1 - \varepsilon)$, где $\varepsilon \ll 1$ — часть зарегистрированной в детекторе энергии, E_{vis} , которая может принадлежать частицам, не включенным в состав струй.

Этот сравнительно простой алгоритм был использован в качестве дополнительного способа при выделении трехструйных событий в некоторых из рассмотренных выше работ по определению спина глюона. Так, в [57] он был успешно применен со следующими величинами входящих в него параметров: $\alpha = 30^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $E_{min} = 2$ ГэВ и $\varepsilon = 0,1$.

Методика выделения струй, основанная на ограничениях «относительных разностей» кинематических переменных входящих в струю частиц, активно развивалась и далее. Одним из примеров такого подхода может служить алгоритм LUCCLUS [60], в котором в струю объединяются частицы с относительным поперечным импульсом, не превышающим заданной величины.

Однако до последнего времени наибольшее практическое применение в исследованиях e^+e^- -взаимодействий имел тип алгоритма, впервые предложенный коллаборацией JADE. Последнее связано с тем обстоятельством, что вычисления по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$ выполняются только для безмассовых партонов. Поэтому там, где требуется прямое сравнение данных с аналитическими расчетами по КХД, для экспериментального отбора струй требуется использовать такой алгоритм, который мог бы быть также применен для соответствующих операций при расчетах с безмассовыми партонами в КХД.

Оригинальный алгоритм JADE [61] организован следующим образом:

— Сначала рассчитываются инвариантные массы m_{ij} всех пар «частиц» в выбранном событии. Под частицей в данном случае может пониматься реальная частица, данные с одной ячейки калориметра или «псевдочастица», определенная ниже. Инвариантная масса рассчитывается в предположении, что частицы i и j имеют нулевые массы:

$$m_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}),$$

а энергия и 3-импульс пары получается сложением этих величин для отдельных частиц:

$$E_{ij} = E_i + E_j,$$

$$\mathbf{P}_{ij} = \mathbf{P}_i + \mathbf{P}_j.$$

— С помощью вычисленной таким образом инвариантной массы m_{ij} определяется безразмерная величина

$$y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{s},$$

называемая иногда «струйность» (jettiness), где s — квадрат полной энергии в с.ц.м.*

Пара частиц с наименьшей величиной y_{ij} называется псевдочастицей, и эти две частицы в дальнейшем анализе заменяются на такую псевдочастицу.

— Процедура повторяется до тех пор, пока все величины y_{ij} не начнут превышать некоторое предельное значение y_{cut} .

— Все образованные на этом этапе псевдочастицы считаются струями.

Однако такого рода алгоритмам присуща неоднозначность, которую обычно называют «неопределенностью рекомбинационной схемы», так как получаемые результаты существенно зависят от подробностей процедуры переопределения кинематических переменных, с помощью которой обеспечивается подобие адронов конечного состояния, объединяемых в струю, безмассовым партонам в расчетах по КХД.

В настоящее время исследовано несколько рекомбинационных схем с тем, чтобы выяснить, для какой из них аналитические расчеты по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$ наиболее пригодны для прямого сравнения с экспериментальными данными, т.е. адронизационные поправки достаточно малы. Основными из них являются E-, EO-, P- и PO-схемы [62]. Они различаются между собой тем, каким образом 4-импульс псевдочастицы образуется из 3-импульсов и энергий исходных частиц (или псевдочастиц).

Однако по мере повышения точности экспериментальных исследований на e^+e^- -коллайдерах и улучшения техники расчетов в рамках ТВ КХД стали проявляться недостатки этого подхода. Основным из них является возможность объединения в одну псевдострую частиц от мягких глюонов тормозного излучения, которые на самом деле следует включать в струи от разных партонов, испустивших эти глюоны. Действительно, в случае $E_i \ll \sqrt{s}$, $E_j \ll \sqrt{s}$ величина y_{ij} может оказаться наименьшей даже тогда, когда частицы i и j образованы при фрагментации мягких глюонов, испущенных разными партонами, и их 3-импульсы разделены доста-

*Существует также модификация этого алгоритма, в которой вместо s используется E_{vis}^2 .

точно большим углом. Образование подобных мягких псевдоструй нельзя достаточно точно учесть при расчетах во втором порядке ТВ КХД, что приводит в области малых значений y_{ij} к большим поправкам от высших порядков. Поэтому было предложено несколько новых алгоритмов выделения струй в событиях от e^+e^- -аннигиляций, которые сохраняли бы слабую зависимость от моделей адронизации, присущую алгоритмам типа JADE, но позволили бы уменьшить поправки от высших порядков при соответствующих расчетах по КХД.

Из них наиболее удачным оказался k_T , или, как его еще называют, дурхэмский алгоритм [63], в котором сохранена последовательность операций алгоритма JADE, но в качестве переменной, на основании которой происходит разделение струй, в нем вместо их инвариантной массы взят относительный поперечный импульс. В качестве струйности в k_T -алгоритме используется величина

$$y_{ij} = 2(1 - \cos \theta_{ij}) \min(E_i^2, E_j^2)/s,$$

которая при малых θ_{ij} соответствует минимальному поперечному импульсу в струе. Использование этого алгоритма позволяет легко учесть поправки от высших порядков при расчетах по ТВ КХД и избежать проблемы псевдоструй из мягких частиц, испущенных под большими относительными углами [64]. Детальное исследование этой схемы на моделированных событиях показало, что она имеет преимущества по сравнению с прежними алгоритмами, по меньшей мере, при вычислении сечений аннигиляционных событий при малых y_{ij} .

4.4. Сечения образования событий с несколькими струями. Описанная выше методика экспериментального выделения отдельных струй в событиях от e^+e^- -аннигиляции обеспечивает возможность корректного сравнения с результатами расчетов по КХД экспериментальных оценок относительных сечений $R_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{\text{tot}}}$, где σ_{tot} — полное сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны, σ_n — сечение аннигиляционных взаимодействий, приводящих к образованию в конечном состоянии n струй. Действительно, в рамках $O(\alpha_s^2)$ -приближения ТВ КХД величины R_n можно представить в виде разложения по степеням $\alpha_s(\mu)$ [65]:

$$R_2 = 1 + C_{2,1}(y_{\text{cut}}) \alpha_s(\mu) + C_{2,2}(y_{\text{cut}}, f) \alpha_s^2(\mu),$$

$$R_3 = C_{3,1}(y_{\text{cut}}) \alpha_s(\mu) + C_{3,2}(y_{\text{cut}}, f) \alpha_s^2(\mu),$$

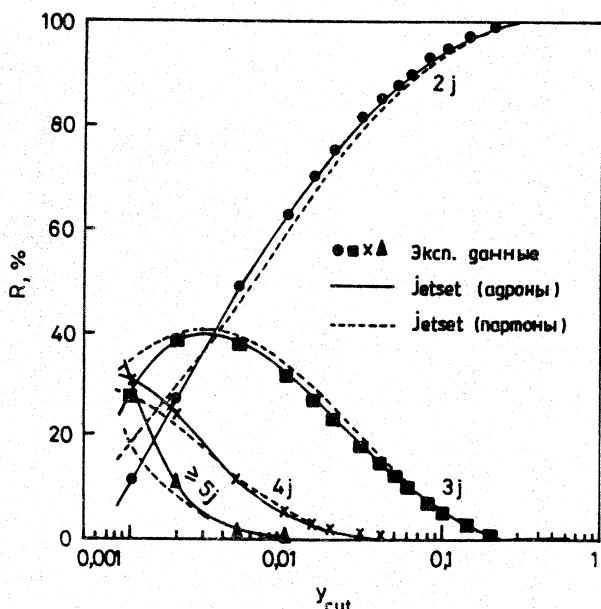


Рис.5. Зависимости от y_{cut} относительных сечений R_n образования многоструйных событий в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ, полученные на детекторе OPAL. Кривыми обозначены результаты расчетов по программе JETSET

$O(\alpha_s^2)$ с учетом процесса адронизации партонов, а также эффектов, связанных с детектором, после оптимизации значения $\alpha_s(\mu)$ хорошо описывают экспериментальные данные по R_n в широком диапазоне y_{cut} .

Наиболее тщательно измерения R_n были проведены на e^+e^- -коллайдере LEP при $\sqrt{s} = M_Z^0$. На рис.5 приведены зависимости R_n от y_{cut} , полученные на детекторе OPAL [67] с использованием k_t -алгоритма, что позволило провести сравнение с предсказаниями КХД до существенно меньших значений y_{cut} , чем на рис.4. Приведенные на рис.5 кривые рассчитаны по программе JETSET. Пунктирной линией обозначены результаты расчетов, проведенных на уровне партонов, а сплошной кривой — результаты расчетов, доведенных до уровня адронизации. Из этих данных следует, что адронизационные поправки существенны только при

$y_{\text{cut}} < 0,003$. Сравнение этих результатов с полученными ранее на основании рекомбинационных схем для алгоритма JADE [68] свидетельствует, что k_t -алгоритм приводит к меньшим поправкам на адронизацию.

4.5. Некоторые результаты, полученные при изучении многоструйных событий. Как было показано в п.4.2, выделение трехструйных событий и исследование их структуры привело к открытию векторных глюонов. Дальнейшее изучение многоструйных событий на e^+e^- -коллайдерах TRISTAN, SLC и LEP позволило провести детальную экспериментальную проверку расчетов с учетом высших членов разложения ТВ КХД. Однако анализ всех полученных на этих коллайдерах физических результатов выходит за рамки настоящего обзора, и ниже в качестве примера будут приведены результаты измерений ряда фундаментальных констант КХД.

Измерение α_s . Среди многочисленных способов экспериментального определения α_s (см., например, обзор Алтарелли [69]) одним из наиболее точных является измерение этой величины по отношению выходов трех- и двухструйных событий. Действительно, расчеты в первом порядке ТВ КХД дают отношение, равное α_s/π . Учет членов второго порядка приводит к соотношениям (10), которые используются для более точного определения масштабной константы КХД $\Lambda_{\overline{MS}}$.

На всех экспериментальных установках LEP, за исключением L3, для определения константы $\Lambda_{\overline{MS}}$ был использован метод, предложенный коллаборацией OPAL [70]. В этом методе измеряется дифференциальное распределение

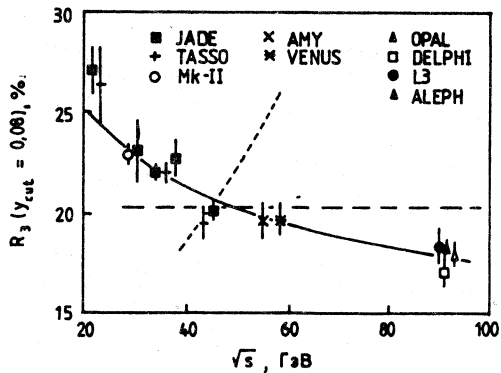
$$D(y) = \frac{R_2(y) - R_2(y - \Delta y)}{\Delta y},$$

где $y = y_{\text{cut}}$, при которой классификация события изменяется с трехструйного на двухструйное. Первая серия измерений $\Lambda_{\overline{MS}}$ была проведена с использованием различных рекомбинационных схем алгоритма JADE. Хотя эксперименты, проведенные на разных установках LEP [70—73], отличались многими деталями анализа (в частности, исследования проводились или только с заряженными и нейтральными адронами по отдельности, или при их совместном использовании), они дали хорошо согласующиеся результаты. Усреднение по четырем экспериментам дало значение $\alpha_s(M_Z^0) = 0,119 \pm 0,008$. Однако оказалось, что определяемая таким образом величина $\Lambda_{\overline{MS}}$ существенно зависит от перенормировочного параметра μ , причем его значение, получаемое в результате под-

гонки к экспериментальным данным, было слишком малым. Так, по данным с детектора OPAL [70], найденная в результате аппроксимации распределения $D(y)$ величина $\Lambda_{\overline{MS}}$ при фиксированном значении $f = 1$ оказалась равной 330 МэВ, а при совместном определении $\Lambda_{\overline{MS}}$ и f были получены значения 147 МэВ и 0,0052 соответственно. Существование подобной зависимости $\Lambda_{\overline{MS}}$ от масштабного параметра свидетельствовало о необходимости учета в расчетах по ТВ КХД членов более высокого порядка. Дальнейший анализ показал, что к занижению значения μ приводила подгонка данных в области малых y_{ij} , где расчеты по ТВ КХД были наименее точны, поскольку форма переменной y_{ij} в алгоритме JADE не позволяла использовать технику пересуммирования ведущих логарифмических членов [74, 75]. Этот недостаток был устранен при переходе к k_t -алгоритму, который позволяет провести в области малых y_{ij} пересуммирование не только ведущих логарифмических членов, но и членов всех следующих порядков. После переработки с использованием k_t -алгоритма данных с установки OPAL [67] были получены значения $\Lambda_{\overline{MS}} = 244^{+19}_{-13}$, $f = 0,25$. После подобной переобработки данных с других детекторов LEP новое среднее значение равно $\alpha_s(M_Z) = 0,123 \pm 0,005$ [69], впрочем, оно совпадает с предыдущим в пределах одного стандартного отклонения.

Другим источником систематических отклонений при сравнении экспериментальных данных с аналитическими расчетами по КХД является влияние процесса адронизации, который может быть учтен только на основании модельных расчетов методом МК. В результате таких расчетов было показано, что для ЕО-схемы неопределенность в измерении относительных выходов событий с разным количеством струй, связанная с процессом адронизации, в диапазоне $\sqrt{s} = 25 + 100$ ГэВ не превышает $\pm 2\%$. Поэтому изучение при фиксированном y_{cut} зависимости сечений образования событий с n струями от энергии является надежным способом установления энергетической зависимости α_s . На рис.6 представлены данные по $R_3(y_{\text{cut}} = 0,08)$ в области $\sqrt{s} = 22 + 91$ ГэВ [76], полученные на коллайдерах PETRA, PEP, TRISTAN и LEP в рамках рекомбинационной схемы ЕО, что позволяет провести их сравнение с аналитическими расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$. Сплошная кривая на рис.6 соответствует результатам аппроксимации экспериментальных данных аналитическим выражением для R_3 с масштабным коэффициентом $f = 1$.

Рис.6. Зависимость R_3 от константы связи α_s . Сплошной кривой представлены результаты аналитических расчетов в низшем порядке ТВ КХД; штриховая кривая соответствует $\alpha_s = \text{const}$, точечная кривая представляет энергетическую зависимость константы связи α_A в абелевой векторной теории



Штриховая линия на этом рисунке соответствует гипотезе о независимой от энергии константе α_s . Приведенные данные свидетельствуют, что существующие экспериментальные результаты надежно исключают гипотезу об энергетической независимости α_s , но хорошо описываются в приближении $O(\alpha_s^2)$ ТВ КХД, что является убедительным доказательством в пользу «бегущей» α_s , т.е. неабелевой природы теории сильных взаимодействий.

На рис.6 также представлена энергетическая зависимость R_3 , следующая из абелевой калибровочной теории (АКТ) [77], которая не содержит самовзаимодействия глюонов и не предсказывает конфайнмента. Видно, что АКТ с быстро растущей константой связи α_A полностью исключается экспериментальными данными.

Измерение константы связи трехглюонной вершины. Существенной особенностью КХД как неабелевой калибровочной теории является самовзаимодействие глюонов, обусловленное наличием у них цветового заряда. Вследствие этого появляются трехглюонные вершины, которые, например, должны давать заметный вклад в рождение четырехструйных событий в e^+e^- -аннигиляции, описываемое диаграммами на рис.7. Хотя в эксперименте нельзя однозначно определить, в каком из этих процессов образовалось каждое отдельное четырехструйное событие, это можно сделать статистическими методами для определенной выборки событий после упорядочивания энергии струй $E_1 \geq E_2 \geq E_3 \geq E_4$ на основе специфической конфигурации струй из трехглюонной вершины [78]. Одной из переменных, распределение по которым различно для конечных состояний $q\bar{q}q\bar{q}$ и $q\bar{q}gg$, является угол Θ_{NR}^* между $(p_1 - p_2)$ и $(p_3 - p_4)$ (так назы-

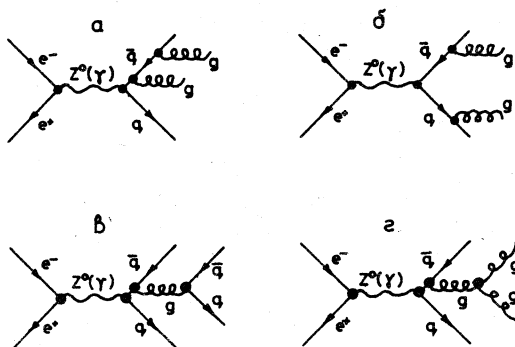


Рис.7. Фейнмановские диаграммы, описывающие образование 4-струйных событий в e^+e^- -аннигиляции

ваемый угол Нахтманна — Рейтера) [79]. Для разделения состояний $q\bar{q}gg$, образовавшихся в результате двойного тормозного излучения глюонов (диаграммы а и б на рис.7), от таких состояний, образовавшихся через процесс с тройной глюонной вершиной (диаграмма г), предложено использовать угол α_{34} между двумя струями с наименьшими энергиями [80].

На рис.8 приведено распределение по $\cos \Theta_{NR}^*$, полученное из данных детектора L3, совместно с расчетами по ТВ КХД и АКТ [77]. Существенная разница распределений четырехструйных событий по $\cos \Theta_{NR}^*$, предсказываемая этими моделями, обусловлена тем, что для $y_{cut} = 0,01$ КХД дает только 4,7% четырехструйных конечных состояний $q\bar{q}q\bar{q}$, в то время как АКТ предсказывает 31,3% таких состояний, т.к. диаграмма с трехглюонной вершиной в ней невозможна.

В коллаборации DELPHY была проведена аппроксимация двухмерного распределения четырехструйных событий на диаграмме $\cos \Theta_{NR}^*$ vs. α_{34} зависимостью, полученной во втором порядке ТВ КХД, в которой отношения C_A/C_F и N_C/N_A (где C_A и C_F — константы связи в вершинах ggg и qgq соответственно, N_C , N_A — числа цветовых зарядов у кварка и глюона) считались свободными параметрами. В этой работе четырехструйные события отбирались с помощью алгоритма LUCCLUS [60]; возникающий при этом фон от ложно интерпретированных двух- и трехлучевых событий учитывался с помощью МК-моделирования. В результате сложного анализа, учитывающего все эффекты, связанные с детектором [81], было получено $C_A/C_F = 2,12 \pm 0,35$ и $N_C/N_A = 0,46 \pm 0,19$, что согласуется с соответствующими значениями 2,24 и $3/8$, следующими из КХД.

Наличие вклада трехглюонной вершины было также установлено при анализе данных с детектора ALEPH [82].

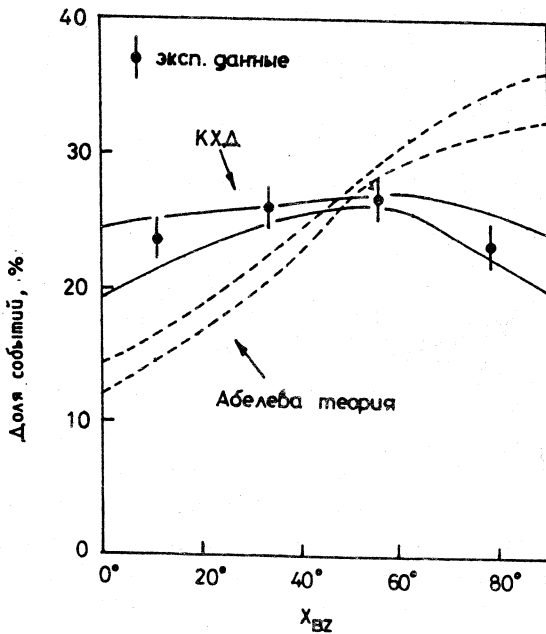


Рис.8. Распределение 4-струйных событий по $\cos \Theta_{NR}$, полученное на установке L3 в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ. Кривые представляют результаты расчетов по КХД и АКТ

4.6. Основные характеристики адронных струй. Хотя e^+e^- -аннигиляция представляет идеальные условия для изучения структуры адронных струй, из-за особенностей процессов развития глюонного каскада само определение отдельных струй от фрагментации кварков и тем более глюонов при низких энергиях не вполне однозначно. Поэтому до энергии LEP обычно изучались характеристики не отдельных струй, а аннигиляционных событий в целом, в предположении, что основной вклад дают двухструйные события.

Детальное исследование структуры аннигиляционных событий в диапазоне $\sqrt{s} = 14 + 34$ ГэВ было выполнено на установке TASSO [83]. Проведенный в этой работе анализ энергетической зависимости средней множественности заряженных частиц, в котором были также использованы данные при меньших энергиях, показал, что она хорошо описывается

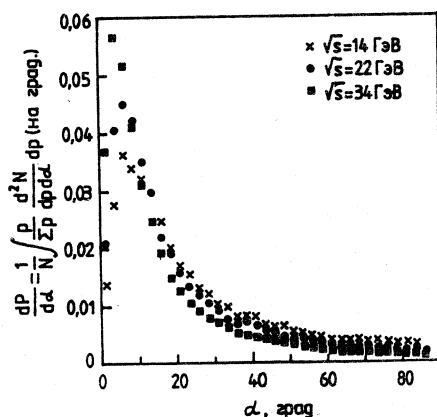


Рис.9. Зависимость потока импульса заряженных адронов от угла α с осью струи в двухструйных событиях от e^+e^- -аннигиляции

зависимостью типа $\langle n_{ch} \rangle = a + b \exp [c (\ln (s/Q_0^2))^{1/2}]$, с $Q_0 = 1$ ГэВ, полученной в главном логарифмическом приближении ТВ КХД. Величины $\langle n_{ch} \rangle / D$ (где D — дисперсия распределения n_{ch}) для заряженных частиц, вылетевших в противоположные полусферы относительно оси сферичности,

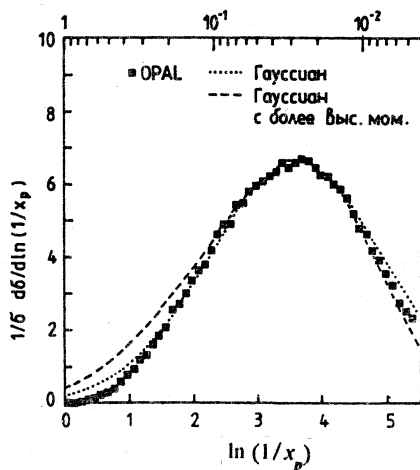
найденные в [83], оказались примерно в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем у полных событий, что свидетельствует об отсутствии сильной коррелированности между струями. Анализ импульсных распределений частиц в струе был проведен в предположении, что оси кварковых струй совпадают с осью траста (см. п.4.1). Найдено, что с увеличением $\sqrt{s}$ число частиц, испущенных относительно оси струи под малыми углами α , быстро растет, но их число при $\alpha > 40^\circ$ почти не зависит от энергии. Усиление коллимации струй с ростом их энергии подтверждается распределениями нормированного потока импульса заряженных частиц:

$$\frac{dP}{d\alpha} = \frac{1}{N} \int dp \frac{p}{\sum p_i} \frac{d^2 N}{dp d\alpha},$$

показанными на рис.9. Как было найдено, средний поперечный импульс заряженных частиц относительно оси струи имеет почти линейную зависимость от p_L в области $p_L > 0,5$ ГэВ/с.

Однако наиболее впечатляющее подтверждение предсказаний КХД относительно механизмов фрагментации партонов было получено при изучении распределения $\frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma}{d \ln(1/x_p)}$, где $x_p = 2p/\sqrt{s}$, в котором было обнаружено «горбатое плато», предсказанное в [19, 22]. Позже эта особенность распределения по $\ln(1/x_p)$ была подтверждена при энергиях LEP на установке OPAL [84]. На рис.10 приведено распределение по $\ln(1/x_p)$, полученное на этой установке, вместе с результатами вычислений по формулам (6) и (7). Видно, что это распределение откло-

Рис.10. Распределение по $\ln(1/x_p)$ заряженных адронов в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ. Штриховой кривой представлен результат расчетов по формуле (7), точечная кривая — распределение Гаусса (6)



няется от гауссова, но область больших x_p плохо описывается обеими формулами. С другой стороны, как было показано в этой работе, форма этого распределения полностью воспроизводится кривой, рассчитанной по программе HERWIG. Совместный анализ данных, полученных на установках TASSO и OPAL, показал, что смещение положения максимума с энергией согласуется с зависимостью, следующей из выражения (6), что является подтверждением существования когерентных эффектов при развитии глюонного каскада.

В менее продвинутом состоянии (как в теории, так и в эксперименте) находятся в настоящее время исследования корреляций между кинематическими переменными двух и более адронов, принадлежащих к одной струе.

Положительные короткодействующие корреляции между быстрыми двух адронов с малыми $x_E = E_h/E_j$, предсказанные для глюонного каскада (см. п.2.3), были, в принципе, обнаружены на установке OPAL [85]. Однако в деталях полученные экспериментальные результаты существенно расходятся с теоретическими предсказаниями, сделанными на полукачественном уровне.

В ряде экспериментов (см., например, [86]) были обнаружены сильные отрицательные короткоживущие корреляции между зарядами двух адронов, свидетельствующие о локальной компенсации заряда. С другой стороны, наличия локальной компенсации поперечного импульса установлено не было.

4.7. Результаты поисков различий в структуре струй от фрагментации глюонов и кварков. Как показано в п.2.2, одним из наиболее важных предсказаний, следующих из квантово-хромодинамического подхода к сильным взаимодействиям, является существенное различие в процессах адронизации кварка и глюона, связанное с большим цветным зарядом последнего. Поэтому сразу после открытия глюона структура адронных струй от фрагментации глюонов и кварков стала объектом тща-

тельных экспериментальных исследований. С этой целью обычно использовались события от реакции (9), обладающие наиболее простой партонной структурой. Однако даже в этом случае при энергиях PETRA и PEP возникали сложности с идентификацией струй от кварков и глюона, поэтому использовались различные косвенные способы их сравнения.

Хотя проведенные на этих коллайдерах исследования дали противоречивые результаты [87—90], в целом они указали на отсутствие при $\sqrt{s} \leq 35$ ГэВ значительной разницы в процессах фрагментации глюонов, предсказываемой «наивной» КХД.

Этот вывод был подтвержден в последующих экспериментах, выполненных при больших энергиях. В эксперименте, проведенном на коллайдере TRISTAN при $\sqrt{s} = 50$ и 60,8 ГэВ [91], в качестве струи от глюона в трехструйных событиях отбиралась струя с наименьшей энергией, а характеристики оставшихся струй (предположительно от кварков) в трехструйных событиях для контроля сравнивались с характеристиками струй из двухструйных событий, отобранных в этом же эксперименте. В определенных таким образом струях от фрагментации кварков и глюонов была найдена значительная разница в зависимостях от энергии струй ее доли, заключенной в узком конусе вокруг оси струи, средней скорости лидирующей в струе частицы и угловых корреляций. Полученная разница качественно соответствовала результатам расчетов по программе JETSET, в которой была учтена разница в описании процессов фрагментации кварков и глюонов.

Первая попытка произвести количественные измерения разницы в структуре струй от кварков и глюонов была предпринята на установке OPAL при $\sqrt{s} = M_Z^0$ [92]. Недавно коллаборация OPAL опубликовала уточненные данные по этому вопросу [93]. В этом эксперименте использовано около 23 тыс. трехструйных событий от реакции (9), что более чем на порядок превышает статистики, использованные в предшествующих исследованиях этой проблемы. Отбор трехструйных событий производился с помощью k_t -алгоритма.

Столь высокая статистика позволила эффективно использовать метод мечения струи от кварка с помощью вторичной вершины от распада c - или b -кварков. При этом в качестве одной струи от кварка бралась самая быстрая струя, энергия которой не менее чем на 8 ГэВ выше, чем энергия любой из более медленных струй. Далее отбирались события, у которых оставшиеся струи от кварка и глюона имели близкие энергии (~ 24 ГэВ), для чего на угол ψ_{qi} между осью струи быстрого кварка и i -струи накладывалось ограничение $\psi_{qi} = (150^\circ \pm 10^\circ)$. Кроме того, требо-

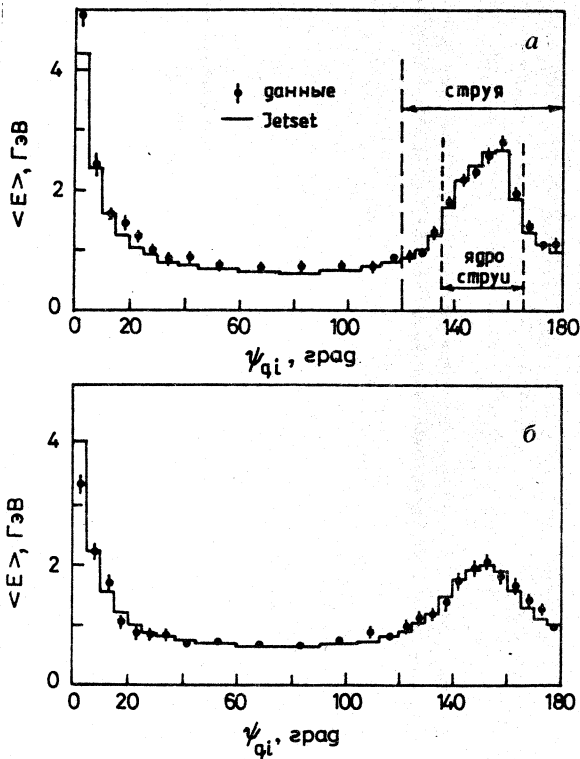


Рис.11. Распределения потока энергии в зависимости от угла ψ_{qi} для заряженных частиц от трехлучевых событий из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ: для струй от фрагментации кварка (а) и глюонов (б)

валось, чтобы одна из этих струй содержала вторичную вершину, близко лежащую к вершине e^+e^- -взаимодействия. На основании этих критериев отобрано 1175 событий с меченой кварковой струей. С помощью моделирования найдено, что немеченая медленная струя с $(80 \pm 5)\%$ вероятностью должна быть струей от фрагментации глюона. Наличие 20% загрязнения выборки струями от кварков в дальнейшем анализе учитывалось с помощью поправок.

Однако, так как процесс мечения струи приводил к отбору струй с образованием тяжелых кварков, полученное распределение по потоку энергии в струе медленного кварка должно отличаться от такого распре-

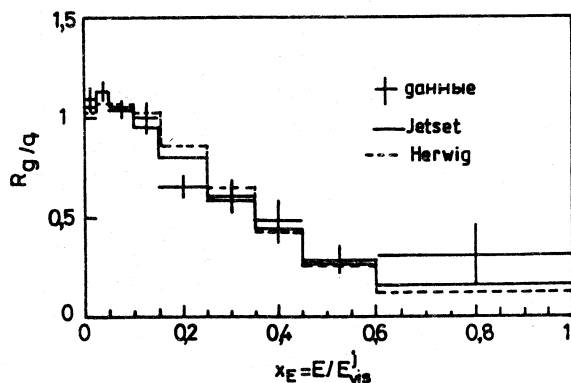


Рис.12. Отношение $R_{g/q}$ дифференциальных сечений

$$\frac{1}{n_{\text{tot}}} \frac{dn}{dx_E} \text{ для кварковых и глюонных струй}$$

деления для случайных кварковых струй и его нельзя непосредственно сравнивать с таким распределением для глюонных струй. Поэтому в этом же эксперименте была использована вторая выборка трехструйных событий с аналогичной кинематической конфигурацией, но не имеющих меченых струй. У этой выборки совокупность медленных струй представляет собой равную смесь глюонных и кварковых струй, и параметры медленной кварковой струи получались методом вычитания глюонных струй из первой выборки. На рис.11,а приведено окончательное распределение потока энергии по углу ψ_{qi} для струи от фрагментации кварка, полученное на выборке с мечеными струями, а на рис.11,б — аналогичное распределение для струй от фрагментации глюона. Сплошными гистограммами на рисунках показаны результаты моделирования по программе JETSET. Из сравнения распределений на рис.11 следует, что поток энергии струи от кварка в «ядре» струи ($135^\circ < \psi_{qi} < 165^\circ$) существенно выше, чем у струи от глюона. На рис.12 показано отношение нормированных инклюзивных распределений $\frac{1}{n_{\text{tot}}} \frac{dn}{dx_E}$ частиц из струй от глюона и кварка, где $x_E = E/E_j$. Видно, что в глюонной струе преобладают мягкие частицы. В этой работе впервые было надежно установлено, что средние множественности частиц в области струй ($120^\circ < \psi_{qi} < 180^\circ$) от фрагментации глюонов и кварков существенно различаются:

$$\frac{\langle n_{\text{tot}} \rangle_g}{\langle n_{\text{tot}} \rangle_q} = 1,267 \pm 0,043 \text{ стат.} \pm 0,055 \text{ сист.},$$

$$\frac{\langle n_{\text{ch}} \rangle_g}{\langle n_{\text{ch}} \rangle_q} = 1,326 \pm 0,054 \text{ стат.} \pm 0,073 \text{ сист.}$$

5. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Эксперименты по поиску адронных струй в hh -взаимодействиях начались одновременно с аналогичными экспериментами по e^+e^- -аннигиляции. Однако первые надежные данные о наблюдении струй в pp -взаимодействиях были получены на пересекающихся накопительных кольцах (Intersecting Storage Ring (ISR)) в ЦЕРН существенно позже, чем на e^+e^- -коллайдерах. Эта задержка объясняется тем, что проблема выделения струй в hh -взаимодействиях из-за наличия в начальном состоянии нескольких кварков является, с экспериментальной точки зрения, более сложной, чем в e^+e^- -аннигиляции. До настоящего времени основной реакцией, используемой для изучения струй в hh -взаимодействиях, является жесткое рассеяние двух партонов:

$$\begin{aligned} h_1 + h_2 &= q_1 + q_2 + (n-2)q_{sp} \rightarrow q_1 + q_2 + X_1, \\ h_1 + h_2 &= q + g + (n-1)q_{sp} \rightarrow q + g + X_2, \\ h_1 + h_2 &= g_1 + g_2 + (n)q_{sp} \rightarrow g_1 + g_2 + X_3, \end{aligned} \quad (11)$$

где n — число валентных кварков в сталкивающихся партонах, приводящее к появлению в конечном состоянии двух струй, вылетающих под большими углами к направлению первичных адронов, и двух пучков наложившихся струй от оставшихся кварков-спектаторов q_{sp} , вылетающих в направлении сталкивающихся пучков, которые при написании реакций (11) включены в систему X_i .

При энергиях ISR сечение этого процесса мало, поэтому основной проблемой была организация триггера, позволяющего отбирать события с двумя струями, испущенными под большими углами, на фоне мягких взаимодействий, превышающем искомый эффект на несколько порядков. Далее, в отличие от e^+e^- -аннигиляции струи, образовавшиеся в реакции (11), неколлинеарны в системе центра масс сталкивающихся адронов, так как взаимодействующие партоны несут разные доли импульса первичного адрона и обладают различными значениями начального

поперечного импульса k_t . Кроме того, помимо двух струй от жесткого расщепления партонов в конечном состоянии от реакции (11) могут появиться, как это показано в разд.2 и 3, дополнительные струи от глюонов, испущенных партонами начального и конечного состояний.

Указания на возможное существование процессов (11) получены на ISR еще в начале 70-х годов, когда было обнаружено, что измеренное сечение образования адронов в области больших (≥ 1 ГэВ/с) поперечных импульсов существенно превышает ожидаемое на основании простой экстраполяции данных из области меньших $\sqrt{s}$ [2]. Первые убедительные данные об образовании в pp -взаимодействиях на ISR двух адронных струй от фрагментации партонов, образовавшихся в процессах (11), были представлены на XXI Международной конференции по физике высоких энергий в 1982 г. [94]. Интересно отметить, что на этой же конференции коллаборацией UA2 были доложены предварительные результаты по обнаружению струй на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, где этот эффект был выражен гораздо сильнее.

5.1. Обнаружение струй при энергиях ISR. Наиболее детальные исследования процессов (11) при энергиях ISR были проведены на детекторе «Спектрометр с аксиальным полем» (Axial Field Spectrometer (AFS)) [95], уже обладавшем многими возможностями экспериментальных установок с 4 π -геометрией, которые позднее использовались на более мощных адронных коллайдерах. В частности, AFS имел прецизионный сэмпинговый калориметр с абсорбером из урановых и медных пластин, прослоенных сцинтиллирующей пластмассой, который перекрывал весь азимутальный угол φ в диапазоне быстрот $|y| \leq 0,9$. Это позволило с достаточной точностью измерять полную поперечную энергию ΣE_t и организовать по данным с калориметра триггер на жесткие взаимодействия [96]. Области калориметра, в которые попали частицы из струи, на AFS выделялись с помощью алгоритма типа LUCCLUS [60]. Для предварительного отбора двухструйных событий от процессов (11) использовалась коллективная переменная циркулярность C , являющаяся двумерным эквивалентом сферичности S , определенной в п.4.1.

Показано, что при $\Sigma E_t > 25$ ГэВ в распределении событий по циркулярности появляется пик при малых значениях C , который в распределениях событий с $\Sigma E_t > 35$ ГэВ становится доминирующим. Эта особенность распределений по переменной C в диапазоне $30 < \sqrt{s} < 63$ ГэВ слабо зависит от энергии, однако число событий с большими значениями ΣE_t быстро возрастает с увеличением $\sqrt{s}$. Также было показано, что две

струи, выделенные в событиях с $C < 0,4$ с помощью кластерного алгоритма, оказываются испущенными по азимутальному углу φ в противоположные стороны (при $\Sigma E_t > 44$ ГэВ $\langle \Delta\varphi \rangle = (174 \pm 1)^\circ$), как это и должно быть в случае жесткого рассеяния партонов. Измеренные сечения событий с двумя струями в диапазоне $\sqrt{s} = 30 + 63$ ГэВ также согласовывались с результатами расчетов в низшем порядке ТВ КХД.

При исследовании структуры струй на AFS было установлено, что распределение включенных в струю заряженных частиц по величине $x_p = 2p/\sqrt{s'}$, где s' — энергия сталкивающихся партонов в с.ц.м., которая при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ для отобранных событий с $\Sigma E_t > 33$ и $C < 0,4$ составила $\langle \sqrt{s'} \rangle \cong 32$ ГэВ, хорошо совпадает с аналогичным распределением, измеренным для двухструйных событий от e^+e^- -аннигиляций при $\sqrt{s} = 34$ ГэВ на установке TASSO [83].

Для определения природы партонов, порождающих струи с большими p_t , исследована зависимость отношения чисел положительных и отрицательных частиц в струе в зависимости от их x_p . Заметный рост этого отношения с увеличением x_p интерпретирован как свидетельство в пользу того, что объекты фрагментации являются в основном претерпевшими жесткое рассеяние валентными кварками.

Аналогичные результаты были получены при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ коллаборацией CMOR [97] на установке, имевшей электромагнитные калориметры (ЭМК), которые перекрывали 90% угла φ . В этом эксперименте триггирование проводилось по суммарной поперечной энергии ΣE_t^0 нейтральных частиц (в основном π^0 -мезонов). Алгоритм поиска струй был основан на предположении о наличии в данных с ЭМК только двух кластеров, лежащих в двух разных полусферах. Размеры струи определялись затем углом раствора конуса вокруг оси струи ($\theta_i < 30^\circ$). В этом эксперименте из факта увеличения с ростом ΣE_t^0 числа событий, в которых обе лидирующие частицы заряжены положительно, также было сделано заключение, что фрагментирующие партоны являются преимущественно u -кварками.

5.2. Основные результаты исследований струй на $\bar{p}p$ -коллайдерах. Более детальное исследование процессов адронобразования струй и их характеристик было проведено после ввода в строй $\bar{p}p$ -коллайдеров в ЦЕРН и ФНАЛ с энергиями $\sqrt{s} = 540 + 630$ ГэВ и 800 ГэВ соответствен-

но. В этом новом диапазоне энергий сечения процессов жесткого рассеяния партонов сильно возросли (так, сечение процессов при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ оказалось на три порядка выше, чем при максимальной энергии ISR), что обеспечило их очень чистое выделение на фоне мягких адронных взаимодействий.

Для исследования жестких процессов на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН в основном использовались две экспериментальные установки, получившие названия подземных экспериментальных залов UA1 и UA2 (от Underground Area (UA)), в которых они были установлены.

Эти весьма отличные одна от другой установки стали знамениты тем, что на них были открыты калибровочные векторные бозоны $W^\pm$ и Z^0 , но они оказались также весьма эффективными приборами для исследования адронных струй. Поскольку в исследованиях адронных струй, проведенных на этих установках, алгоритмы выделения струй существенно отличались от описанных для алгоритмов, использовавшихся на e^+e^- -коллайдерах, и учитывали особенности этих детекторов, ниже будут приведены их основные характеристики.

В установке UA1 [98-100] использован дипольный электромагнит закрытого типа с $H = 0,7$ Тл, сконструированный первоначально для экспериментов на ISR, в котором почти герметичное ядро, прослоенное пластинами из сцинтиллирующей пластмассы, исполняло функции адронного калориметра (АК), перекрывающего область $|\eta| < 3$, где псевдобыстрота $\eta = -\ln |\tan(\theta/2)|$. В поперечном направлении АК был сегментирован на 360 ячеек с независимым съемом информации. Внутри ядра был расположен сэмплинговый (свинец/сцинтиллятор) ЭМК и центральная цилиндрическая дрейфовая камера длиной 5,8 м и диаметром 2,3 м. Калориметры и трековые приборы использовались также для перекрытия областей малых углов ($3 \leq |\eta| \leq 4$). С наружной стороны (кроме торцевых частей) магнит окружен дополнительным 60 см железным фильтром и двумя слоями проволочных детекторов для регистрации мюонов. Установка UA1 в этом составе проработала до завершения исследований на $\bar{p}p$ -коллайдере, претерпев лишь незначительные усовершенствования (например, был усилен мюонный фильтр).

Начатые в 1986 г. работы по замене ЭМК и усилению АК путем размещения внутри магнита нового комбинированного (ЭМК+АК) калориметра ионизационного типа с урановыми пластинами, в котором в качестве активной среды была выбрана «теплая» органическая жидкость тетраметилпентан (ТМП), своевременно закончить не удалось из-за проблем с очисткой ТМП, хотя в их процессе были получены интересные методические результаты [101].

Более скромная по размерам безмагнитная установка UA2 в середине 80-х годов была успешно модернизирована и превращена в один из самых эффективных приборов для исследования жестких процессов. В начальной конфигурации основной частью установки UA2 являлись центральные сферические сэмпинговые АК (железо/сцинтиллятор) и ЭМК (свинец/сцинтиллятор), перекрывающие области $|\eta| < 1$ и герметичные по φ , которые были разбиты на 240 башен (ячеек), обладавших проективной геометрией (т.е. «нацеленных» в центр области пересечения пучков) и имевших поперечные размеры $\Delta\eta = 0,1$, $\Delta\varphi = 15^\circ$ [102]. Внутри калориметров расположен вершинный детектор из цилиндрических пропорциональных и дрейфовых камер длиной 2 м и диаметром 0,7 м [103]. Каждая из торцевых областей ($1 < |\eta| < 1,7$) оборудована 12 малыми магнитными спектрометрами из тороидальных магнитов, проволочных камер и блоков ЭМК [104, 105]. Однако в ходе эксплуатации эта экзотическая структура себя не оправдала, и основные результаты в первой фазе исследований на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН (1982—1985 гг.) на установке UA2 получены с помощью центральных калориметров и трековой системы, имеющих существенно меньший, чем у UA1, акцептанс по $|\eta|$, что требовало набора большей статистики. Поэтому новые результаты по процессам с образованием струй обычно получались коллаборацией UA1. В ходе модернизации детектора UA2 торцевые спектрометры были заменены на простые торцевые калориметры: ЭМК (свинец/сцинтиллятор) и АК (железо/сцинтиллятор), перекрывающие область $1 \leq |\eta| \leq 3$. Новая центральная дрейфовая камера «струйного» типа [106] была окружена двумя цилиндрическими слоями кремниевых детекторов с пэдовой структурой [107]. Для улучшения идентификации электронов добавлены цилиндрический детектор переходного излучения [108] и прерадиатор с координатным детектором из 60 тыс. сцинтиллирующих волокон диаметром 1 мм [109].

Эти усовершенствования на заключительном этапе исследований с новым антипротонным коллектором (ACOL) (1988—1990 гг.) превратили UA2 в основной детектор на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН, несмотря на отсутствие в нем мюонного спектрометра.

Опыт использования этих установок учтен при разработке экспериментальной базы для $\bar{p}p$ -коллайдеров ФНАЛ, где также были подготовлены два больших калориметрических детектора.

Первым из них является коллайдерный детектор (Collider Detector at Fermilab (CDF)) [110], который введен в эксплуатацию в 1985 г.

Создание этой установки, с которой началось второе поколение коллайдерных детекторов, явилось новым шагом в развитии методики исследований на встречных адронных пучках высоких энергий. CDF является

классическим детектором с 4 π -геометрией. Его калориметры перекрывают по псевдобыстроте область $|\eta| < 4,2$ и герметичны по φ . Внутри калориметров размещен центральный магнитный спектрометр, включающий сверхпроводящий радиационно-прозрачный соленоид длиной 5 м и с радиусом 1,5 м, создающий аксиально-симметричное магнитное поле напряженностью $H = 1,4$ Тл, центральную трековую систему из 84 слоев цилиндрических дрейфовых камер и малую вершинную камеру время-проекционного типа вокруг области взаимодействия. Этот спектрометр обеспечивает в области $|\eta| \leq 1,2$ точность измерения поперечного импульса заряженной частицы $\delta p_t/p_t^2 \approx 0,0015$ (ГэВ/с) $^{-1}$. Центральные ЭМК и АК сэмпингового типа на скintилляторе, перекрывающие область $|\eta| < 1,1$, имеют поперечную сегментацию с проективной геометрией ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 15^\circ$), а торцевые и передние калориметры на пропорциональных газовых трубках имеют ячейки $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 5^\circ$. В центральной части установки за АК следует слой дрейфовых камер мюонной системы и ярмо магнита толщиной 60 см. Для измерения мюонов под меньшими углами за передними калориметрами расположены мюонные спектрометры, каждый из которых состоит из двух магнитных железных тороидов диаметром ~ 7 м, окруженных дрейфовыми камерами.

Эта установка, возможно, также войдет в историю физики, так как с ее помощью в ближайшие годы может быть открыт t -кварк [111].

Второй установкой, используемой с 1982 г. на встречных пучках $\bar{p}p$ -коллайдера, является большой безмагнитный калориметрический спектрометр, названный по месту пересечения, на котором установлен, D0 [112]. Отличительной особенностью этой установки являются жидкоадронный калориметр с поглотителем из урановых и медных пластин, содержащий секции ЭМК и АК [113], и более мощный, чем в CDF, мюонный спектрометр.

Во всех этих установках основную роль в исследованиях струй играют калориметры, и одной из основных методических проблем является надежное выделение ячеек калориметров, «засвеченных» адронными струями на фоне адронов от фрагментации кварков-спектаторов и глюонов тормозного излучения. Поэтому при анализе данных с них потребовались более эффективные алгоритмы индивидуального выделения струй, основанные на данных об их структуре, полученных на e^+e^- -коллайдерах.

На первом этапе исследований струй на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН основной задачей была проверка фундаментальных положений КХД путем сравнения экспериментальных данных с расчетами, проведенными в низшем порядке ТВ. Такие расчеты для процессов $2 \rightarrow 2$ были проведены

в приближении $O(\alpha_s^2)$ еще в конце 70-х годов [115, 116]. В начале 80-х годов были рассчитаны в приближении $O(\alpha_s^3)$ матричные элементы для процессов $2 \rightarrow 3$ [117, 118]:

$$\begin{aligned}\bar{q}q &\rightarrow \bar{q}qg, \\ q(\bar{q})g &\rightarrow q(\bar{q})gg, \\ g_1g_2 &\rightarrow g_1g_2g_3,\end{aligned}\tag{12}$$

которые имели физический смысл только для определенных конфигураций трехпартонных состояний. Поскольку к началу экспериментов на $p\bar{p}$ -коллайдере ЦЕРН техника расчетов по ТВ КХД, позволяющая учитывать следующие члены разложения по α_s , для инклюзивного образования струй еще не была разработана, специальных требований к процедуре выделения струй в hh -взаимодействиях, аналогичных рассмотренным в п.4.3 требованиям к алгоритмам выделения струй в e^+e^- -взаимодействиях, в то время не выдвигалось. Поэтому было разработано несколько алгоритмов выделения отдельных струй с высокой энергией, ориентированных на особенности определенного детектора.

Для детектора UA1, в котором магнитное поле направлено перпендикулярно встречным пучкам, был разработан и успешно применялся алгоритм «конусного» типа [119], состоящий из последовательности следующих операций.

— Каждой ячейке калориметра приписывается «вектор» энергии, абсолютная величина которого равна энерговыделению в этой ячейке, а направление — усредненному направлению из точки взаимодействия в центры энерговыделения в электромагнитной и адронной частях калориметра.

— Все ячейки j с $E_t^j > E_t^{\text{th}}$ (реально сначала брали $E_t^{\text{th}} = 2,5$ ГэВ, но потом этот порог был снижен до 1,5 ГэВ) считаются «иницилирующими» и выстраиваются в порядке уменьшения E_t .

— Ячейка j_1 с максимальной $E_t^{j_1}$ берется за центр первой струи.

— Энергии всех «иницилирующих» ячеек j , расположенных относительно нее на расстоянии $R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} < R_0$, где $\Delta\varphi = \varphi_{j_1} - \varphi_j$ (φ в радианах), $\Delta\eta = \eta_{j_1} - \eta_j$, векторно складываются с E_{t1} (экспериментально было определено, что $R_0 = 1$).

— «Иницирующая» ячейка с максимальной из оставшихся E_i^j , расположенная вне этой области, берется за центр новой струи.

— Эта процедура повторяется до тех пор, пока все «инициирующие» ячейки не будут включены в одну из струй.

— В завершение процедуры энергии ячеек i с $E_i^i < E_i^{\text{th}}$ добавляются к тем струям, относительно оси которых они имеют $p_i < 1$ ГэВ/с и угол θ менее 45° .

В коллаборации UA2 разработан алгоритм кластерного типа, в котором ограничений на размер и форму струи заранее не накладывалось [120].

Начальные этапы работы этого алгоритма, включающие выделение «инициирующих» ячеек, были такие же, как у описанного выше алгоритма UA1. Но далее к первой «инициирующей» ячейке присоединялись все примыкающие (т.е. соприкасающиеся с ней одной стороной) ячейки с энергovyделением $E_i^{\text{th}} \geq 0,4$ ГэВ; к последним, в свою очередь, присоединялись примыкающие к ним ячейки с $E_i^{\text{th}} > 0,4$ ГэВ, и этот процесс продолжался до тех пор, пока таких ячеек больше не оставалось. В предположении, что такой кластер ячеек с повышенным энергovyделением соответствует поглощенной в калориметре струе, ее энергия и направление находились путем сложения «векторов» E_i^j всех включенных в кластер ячеек. После этого в качестве нового «зародыша» новой струи бралась та из оставшихся, не включенных в кластер «инициирующих» ячеек, E_i которой была максимальна, и процедура повторялась сначала. Оказалось, что струи с $E_i = 2$ ГэВ, отобранные таким образом, занимают в среднем 3 ячейки, а струи с $E_i = 40$ ГэВ — около 10 ячеек. Кластеры, имеющие пару локальных максимумов, разделенных «долиной» глубиной более 5 ГэВ, разделялись на два. Хотя описанный алгоритм UA2 обеспечивал хорошее двухкластерное разрешение и успешно использовался для анализа многокластерных событий, в ходе применения он постоянно развивался. В частности, было найдено, что для учета потери энергии партона за счет глюонного тормозного излучения к 3-импульсу кластера с $E_i > 10$ ГэВ следует прибавлять 3-импульсы всех кластеров с $E_i > 3$ ГэВ, которые имеют малые углы с направлением 3-импульса этого кластера ($\cos \omega > 0,2$). Эта процедура повышала E_i кластера на 15%.

Использование описанных выше алгоритмов выделения струй позволило уже на ограниченной статистике, полученной на $\bar{p}p$ -коллайдере в

сеансах 1981—1982 гг. с интегральной светимостью $\int L dt = 14 \text{ нб}^{-1}$, получить убедительные доказательства существования в событиях с $\Sigma E_t \geq 40 \text{ ГэВ}$ двух адронных струй, вылетающих по азимутальному углу в противоположных направлениях и обладающих основной частью ΣE_t [121, 122].

При разработке алгоритма поиска струй по данным с калориметров CDF учтен опыт выделения струй на установках UA1 и UA2. Функционально алгоритм CDF можно разделить на три следующих этапа [123].

А. Создание прекластеров. На начальном этапе, как и в алгоритме UA1, находились «иницирующие» ячейки с энерговыделением $E_t^j > E_t^{\text{th}}$, которые выстраивались в порядке убывания E_t^j (обычно бралось $E_t^{\text{th}} = 1 \text{ ГэВ}$). Во время этой процедуры ячейки в торцевых и передних калориметрах по координате φ объединялись по три, чтобы обеспечить одинаковые размеры с ячейками центрального калориметра. Прекластеры образовывались из неразрывной цепочки «иницирующих» ячеек, попадающих в «окно» 7×7 ячеек. «Иницирующие» ячейки, попадающие вне «окна», использовались для начала следующего прекластера. Процедура повторялась до тех пор, пока не исчерпывался весь список «иницирующих» ячеек.

Б. Формирование кластеров. На этапе формирования кластеров снова использовались ячейки натуральных размеров (т.е. без объединения по φ). Для каждого прекластера рассчитывалась координата его центра как взвешенное по энергии среднее координат центров входящих в него ячеек, и вокруг него описывался круг радиусом R . Затем все ячейки с энерговыделением больше $0,1 \text{ ГэВ}$, попавшие в этот круг, включались в кластер, координаты его центра пересчитывались, вокруг него описывался новый круг и этот итеративный процесс продолжался до полной сходимости.

В. Выделение отдельных струй. Поскольку часть созданных с помощью описанной выше процедуры кластеров перекрывалась, т.е. одна и та же ячейка оказывалась включенной в состав двух и более кластеров, в коллаборации CDF были сформулированы следующие критерии выделения отдельных струй. Для двух перекрывшихся кластеров определялось, какая часть энергии меньшего из двух кластеров оказывалась в области перекрытия. Если эта доля оказывалась меньше заданного порога (обычно 75%), перекрывшиеся кластеры разделялись на две отдельные струи, а общие ячейки перераспределялись между кластерами по принципу наименьшего расстояния от центра струй. Если перекрытие оказывалось большим пороговой величины, кластеры сливались, что

приводило к повторению итеративной процедуры выделения струй по всем ячейкам. Окончательно поперечная энергия струи E_t^j определялась суммированием по всем отнесенным к кластеру ячеек калориметра, а η , φ -координаты оси струи вычислялись как взвешенное по E_t среднее соответствующих координат этих ячеек.

К началу экспериментов на CDF появились первые расчеты сечения инклюзивного адронобразования струй по ТВ КХД с учетом следующего за ведущим члена разложения [125]. В этих расчетах инклюзивного сечения с использованием трехпартоного матричного элемента потребовалось введение процедур разделения струй от двух партонов в случае их близкого пространственного разложения, аналогичных используемым в эксперименте. Поскольку в теоретических расчетах естественно описывать струю в виде конуса, нужно было найти согласованное с экспериментаторами решение о размерах этого конуса. Этот вопрос в 1990 г. стал предметом специального обсуждения на Летней школе по физике высоких энергий в Сноумасе (США). В результате достигнуто соглашение [126], что при изучении инклюзивного образования струй в диапазоне энергий существующих $\bar{p}p$ -коллайдеров стандартным должно стать определение струи в виде конуса с $R = 0,7$ в переменных η , φ . Это определение являлось приемлемым для энергии ФНАЛ с точки зрения как величины фона от адронов, не принадлежащих струе, но попавших внутрь конуса, так и потерь фрагментационных частиц, оказавшихся вне конуса. Но основным аргументом в пользу подобного определения струй было то, что при расчетах по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^3)$ при таком размере конуса зависимость результатов расчета от перенормировочного масштабного параметра μ оказалась минимальной.

Сечения инклюзивного образования струй. Особенности инклюзивного образования струй в реакции

$$\bar{p}p \rightarrow j + X \quad (13)$$

исследовались в коллаборациях UA1 и UA2 в течение ряда лет по мере увеличения набираемой интегральной светимости [122,124,127]. Изменения дифференциальных $d\sigma/dE_t^j d\eta$ сечений инклюзивного образования струй были доведены до $E_t^j \sim 150$ ГэВ на экспериментальном материале, полученном при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ в сеансе 1983 г. с интегральной светимостью $\sim 120 \text{ нб}^{-1}$ и при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ в сеансе 1984 г. с интегральной светимостью $\sim 310 \text{ нб}^{-1}$. Набор статистики в этих сеансах проводился или с триггером на повышенную полную поперечную энергию,

$\Sigma E_t > 40 + 60$ ГэВ, или с триггером на повышенное локальное энерговыделение в ограниченной области калориметра. Систематическая ошибка в измерении абсолютного сечения реакции (13) на установках UA1 и UA2 составляла около 50%. Основным источником систематической ошибки являлась большая ($\sim 35\%$) неопределенность в модельно-зависимых вычислениях аксептансов установки для одной и двух струй. Систематическая ошибка из-за неопределенности в калибровке энергетической шкалы калориметров составляла $\pm 20\%$, примерно с такой же ошибкой измерялась интегральная светимость в точках пересечения пучков [122].

Поскольку при сравнении измерений, проведенных на одной установке, часть этих неопределенностей выпадает, на установке UA2 была успешно определена энергетическая зависимость сечения $d\sigma/dE_t^j d\eta$ по измерениям, проведенным при $\sqrt{s} = 540$ и 630 ГэВ [128]. Результаты этих измерений, показанные на рис.13, свидетельствуют о существенном (до двух раз) росте сечения инклюзивного образования струи с $E_t^j > 60$ ГэВ в этом диапазоне $\sqrt{s}$.

Аппроксимация этих сечений стандартным выражением для жесткого рассеяния партонов:

$$E d\sigma/dp^3 = p_t^{-n} f(x_t), \quad f(x_t) = A(1 - x_t)^m / x_t^2, \quad (14)$$

где $x_t = 2p_t/\sqrt{s}$, дала оценки параметров $n = 4,5 \pm 0,3$; $m = 7,3 \pm 0,2$.

Показанные на рис.13 результаты расчетов в низшем порядке ТВ КХД на качественном уровне согласуются с экспериментальными данными.

Заключительный анализ инклюзивного образования струй при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ [129] был проведен коллаборацией UA2 на статистике $7,5 \text{ пб}^{-1}$, полученной в 1988—1989 гг. с помощью модернизированной установки, что позволило расширить аксептанс по псевдобыстроте до $|\eta| \leq 2$. Абсолютная точность измерения сечения образования струй была повышена до 32%. Аппроксимация выражением (14) этих новых экспериментальных данных по $E d\sigma/dp^3$ совместно с данными по инклюзивному сечению струй при энергиях ISR и первыми данными, полученными на установке CDF при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, дала уточненные оценки параметров $n = 4,92 \pm 0,11$; $m = 6,04 \pm 0,28$.

На количественном уровне проверка предсказаний КХД для процессов адронобразования струй в более широком, чем на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН, диапазоне изменения E_t^j была проведена на установке CDF. Ус-

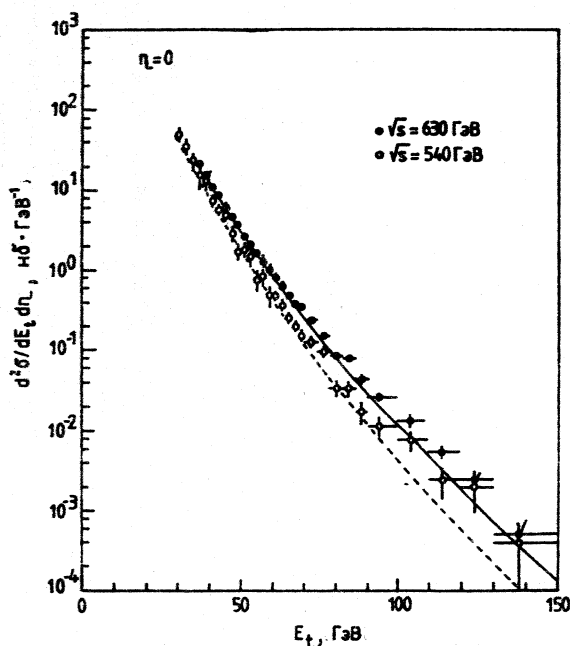
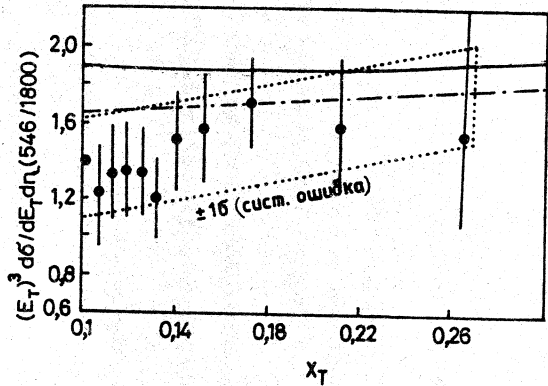


Рис.13. Инклюзивное распределение $d\sigma/dE_t$ струй при $\sqrt{s} = 540$ и 630 ГэВ; штриховая и сплошная кривые представляют результаты расчетов в низшем порядке ТВ КХД для этих энергий

пешная работа $\bar{p}p$ -коллайдера ФНАЛ позволила в течение сеанса 1988—1989 гг. набрать на CDF статистику 45 пб^{-1} . При получении этой статистики триггер был настроен на отбор событий, имеющих в калориметрах кластер с поперечной энергией выше E_t^0 . Для увеличения статистики по струям с большим E_t в триггере были использованы три значения поперечной энергии (20, 40 и 60 ГэВ).

Сечение инклюзивного образования струй было измерено на CDF в диапазоне $E_t^j = 35 + 450$ ГэВ, где его величина падает на семь порядков. Точная калибровка калориметров с помощью одновременного измерения импульсов заряженных адронов в центральном магнитном спектрометре CDF и детальное моделирование влияния эффекта ограниченного энергетического разрешения по E_t^j на форму $d\sigma_j/dE_t^j$ позволило уменьшить

Рис.14. Отношения сечений $(E_T)^3 d\sigma/dE_T d\eta$ при $\sqrt{s} = 546$ и 1800 ГэВ. Сплошная кривая — результат расчетов по ТВ КХД с учетом члена α_s^3 со структурной функцией в параметризации HMRS(B), $\mu = E_T/4$, и с учетом наложения струй, штрихпунктирная кривая — те же расчеты с поправкой энергий струй на фоновые адроны



систематическую ошибку при измерении сечения в области $E_T^j > 80$ ГэВ до 22% [130]. Вместе с увеличением до 10% точности расчетов по ТВ КХД за счет учета члена α_j^3 разложения это дало возможность впервые детально исследовать пригодность различных видов параметризации структурных функций партонов в нуклоне для описания жесткого рассеяния партонов очень высоких энергий. В частности, найдено, что форма (B) параметризации структурных функций [131] (так называемый вариант HMRC (B)) хорошо согласуется с экспериментальными данными в диапазоне изменения сечений на десять порядков.

Одной из основных целей работы [130] была проверка гипотезы составных кварков [132]. Существование неизвестных суперсильных взаимодействий, связывающих внутри кварка элементарные составляющие, должно приводить к конечной величине константы Λ_c при аппроксимации $d\sigma/dE_T$ теоретической зависимостью, полученной в [132] в рамках «расширенной» КХД, учитывающей этот эффект. Бесконечно большое значение Λ_c должно соответствовать «чистой» КХД. В [130] было получено, что с 95% достоверностью $\Lambda_c \geq 845$ ГэВ, т.е. кварки до размеров $1,4 \cdot 10^{-4}$ фм можно считать цельными объектами.

Коллаборацией CDF была также исследована проблема предсказываемого КХД нарушения x_T -скейлинга при инклюзивном образовании струй в диапазоне $\sqrt{s} = 546 + 1800$ ГэВ. На рис.14 приведена полученная в [133] x_T -зависимость отношения соответствующих инклюзивных сечений, обезразмеренных путем умножения на E_T^3 , в сравнении с расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^3)$, использовавшими структурные

функции в параметризации NMRC(B) [131]. Видно, что в области $x_t < 0,17$ экспериментальные данные не только демонстрируют отсутствие чистого x_t -скейлинга, но и существенно (более чем за две ошибки) отличаются от предсказаний КХД. Следует отметить, что расхождение экспериментальных сечений $d\sigma/dE_T$ при каждой из этих энергий с расчетами, сделанными в приближении $O(\alpha_s^2)$ ТВ КХД, не столь значимы из-за больших систематических ошибок, которые частично сокращаются, когда берется их отношение. Дополнительные исследования показали, что это расхождение нельзя устранить с помощью подбора структурных функций партонов, но можно уменьшить, если при расчетах более полно учесть поправки на загрязнение струй, выделяемых в эксперименте с помощью алгоритма CDF, фоновыми адронами.

Основные характеристики парного образования струй. Исследования инклюзивного процесса

$$\bar{p}p \rightarrow j_1 + j_2 + X, \quad (15)$$

проведенные на статистике, полученной на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН в сеансах 1982—1983 гг. коллаборациями UA1 и UA2, подтвердили отмеченный на начальной фазе исследований [122] факт, что события с $\Sigma E_T > 40$ ГэВ имеют в центральной области две четко выраженные лидирующие струи, на долю которых приходится основная часть поперечной энергии.

Появление двух лидирующих струй с большими E_T может быть вызвано только процессами жесткого рассеяния (11) с последующей фрагментацией двух партонов [134], поэтому эффективная регистрация двухструйных событий на установках UA1 и UA2 открыла возможность исследовать подпроцессы (11) в новой области энергии. Однако для того, чтобы по кинематическим характеристикам струй, измеренных калориметрическим методом, можно было достаточно точно оценить параметры рассеянных партонов, в результате экспериментальных измерений потребовалось внести ряд существенных поправок. К их числу относятся поправки на потери, возникающие при выделении струи с помощью описанных выше алгоритмов, части принадлежащих ей частиц, испущенных под большими углами к ее оси; зависящие от энергии поправки, учитывающие нелинейность калориметра, утечки из него части каскада, краевые эффекты и наличие «мертвых зон» (из-за креплений, кабельных трасс, световодов и т.д.). Эти поправки к энергии, измеряемой калориметрами UA1, для жестких струй составили $\sim 10\%$. Кроме того, вводились поправки на тормозное излучение глюонов партонами конечного состояния ($\sim 12\%$) и ряд меньших по величине поправок. В результате среднее энергетическое разрешение при измерении струй в UA1 состав-

ляло $\delta E/E \cong \pm 26\%$. Моделирование показало, что для UA1 измеренное экспериментально направление 3-импульса струи совпадает с направлением векторной суммы импульсов частиц от фрагментации партона с точностью $\sigma_\varphi = 6^\circ$ и $\sigma_\eta = 0,04$ [135].

Примером анализа двухструйных событий может служить работа [136], выполненная на данных с установки UA1, в которой использовался обычный формализм квазидвухчастичного рассеяния партонов. Дифференциальное сечение подпроцессов (11) как функция угла рассеяния θ в системе центра масс в этой работе было записано в виде

$$\frac{x_1 x_2 d^3\sigma}{dx_1 dx_2 d\cos\theta} = F_i(x_1) F_j(x_2) d\sigma_{ij}/d\cos\theta, \quad (16)$$

где $F_i(x_1)$ и $F_j(x_2)$ являются структурными функциями, представляющими плотности соответствующих партонов в адронах в зависимости от относительных продольных импульсов x_1 и x_2 этих партонов, а σ_{ij} — сечение квазиупругого рассеяния, которое соответствует расчетам в низшем порядке ТВ КХД. Так как в КХД все процессы происходят через обмен векторными глюонами, они все имеют сходную угловую зависимость, которая при $\cos\theta \rightarrow 1$ стремится к $(1 - \cos\theta)^{-2}$. В предположении, что при образовании двух струй доминируют квазиупругие процессы, имеющие одинаковую угловую зависимость, сечение этого процесса может быть представлено в форме (16), где $F(x)$ становятся эффективными структурными функциями для нескольких типов партонов. В частности, если $d\sigma/d\cos\theta$ взять в форме дифференциального сечения глюон-глюонного рассеяния

$$d\sigma/d\cos\theta = 9/8(\pi\alpha_s^2/2x_1 x_2 s) (3 + \cos^2\theta)^3 (1 - \cos^2\theta)^{-2}, \quad (17)$$

где s — квадрат полной энергии в с.ц.м., то $F(x)$ можно записать в виде

$$F(x) = G(x) + 4/9 [Q(x) + \bar{Q}(x)], \quad (18)$$

где $G(x)$, $Q(x)$ и $\bar{Q}(x)$ являются структурными функциями глюона, кварка и антикварка соответственно.

Полученное в [136] распределение по $\cos\theta$ на качественном уровне хорошо совпало с результатами расчетов по ТВ КХД, проведенными в приближении $O(\alpha_s^2)$, но полностью разошлось с формой угловой зависимости, следующей из абелевой теории со скалярными глюонами [137]. Аппроксимация данных в области $|\cos\theta| > 0,4$ зависимостью $\sim (1 - \cos\theta)^{-n}$ дала $n = 2,38 \pm 0,10$. При определении структурных функций $F(x)$ необходимо иметь в виду, что в реальное сечение образо-

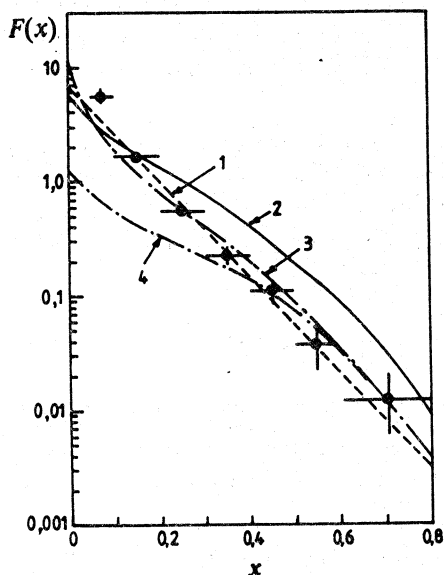


Рис.15. Структурная функция $F(x)$, восстановленная по данным с установки UA1; штриховая линия 1 — результат аппроксимации экспонентой; кривая 2 — $F(x)$ при $Q^2 = 20 \text{ ГэВ}^2$ с параметризацией эксперимента CDHS; кривая 3 — та же структурная функция, пересчитанная для $Q^2 = 2000 \text{ ГэВ}^2$, кривая 4 — структурная функция для кварков $(4/9)(Q(x) + \bar{Q}(x))$

вания двух струй кроме уравнения (16) должны давать вклад более высокие порядки ТВ КХД. К моменту выполнения исследований двухструйных событий коллаборацией UA1 точных расчетов для этих поправок не было, и для их учета вводился мультипликативный K -фактор, который, согласно

некоторым оценкам, должен был быть $K \approx 2$ [138].

Приведенная на рис.15 структурная функция $F(x)$ получена в [136] в предположении факторизации сечения по x_1 и x_2 . При расчетах этой функции принято $Q^2 = -\hat{t}$, где $\hat{t} = (p_1 - p_3)^2$ — квадрат разности 4-векторов между первичным партонем и партонем конечного состояния, имеющим наибольшую энергию. В диапазоне $0,1 < x < 0,8$ эта функция хорошо описана экспоненциальной зависимостью $F(x) = 6,2 \exp(-9,5x)$ (штриховая линия на рис.15). Для сравнения с полученной в эксперименте UA1 структурной функцией $F(x)$ на рис.15 приведена структурная функция (18) при $Q^2 = 20 \text{ ГэВ}$, основанная на параметризации эксперимента CDHS [139], и эта же функция, рассчитанная для $Q^2 \approx 2000 \text{ ГэВ}$, что соответствует $\langle Q^2 \rangle$ для эксперимента на UA1. Отдельной кривой показана структурная функция, рассчитанная только для кварка и антикварка. Из этих распределений следует, что данные, полученные на детекторе UA1, указывают на наличие в протоне высокой плотности глюонной компоненты при малых x и демонстрируют нарушение скейлинга при больших Q^2 .

Несколько позже эти выводы были подтверждены исследованиями, проведенными коллаборацией UA2 [140] на статистике, полученной в сеансе 1983 г.

Исследования двухструйных событий с целью определения структурной функции нуклона были продолжены при энергии $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ на установке CDF с использованием существенно большей статистики.

Поскольку экспериментальные данные по этому процессу сравнивались с результатами существовавших тогда расчетов по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$, размер конуса подбирался из требования наилучшего соответствия экспериментальным данным. Из анализа данных по распределению инвариантной массы двух струй $M(2f)$ найдено, что большинство вариантов параметризации структурных функций лучше описывают распределение $d\sigma/dM(2f)$, полученное при отборе струй с $R = 1,0$ [141]. Поэтому во всех исследованиях на CDF, в которых проводилось сравнение экспериментальных данных с расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$, для описания струй использовался конус с $R = 1,0$. Для того, чтобы уменьшить влияние процессов более высокого порядка по α_s , на основе небаланса p_T двух лидирующих струй были вычислены функции размытия распределений по разным переменным за счет глюонного тормозного излучения (функция размытия по E_T имела форму гауссиана с шириной, зависящей от E_T^j), и результаты расчетов по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$ модифицировались с помощью этих функций. Эта техника использовалась, в частности, при анализе дифференциальных сечений образования двух струй $d^3\sigma/dE_T d\eta_1 d\eta_2$, проведенного коллаборацией CDF в [142]. В этой работе одна струя, лежащая в области $|\eta_1| \leq 0,6$, должна иметь энергию, не меньшую E_T^{th} , а вторая лидирующая струя с $E_T^j > 2$ ГэВ могла лежать в области псевдобыстрот $|\eta_2| < 2,8$. Усредненные по интервалу $|\eta_1| \leq 0,6$ дифференциальные сечения по η_2 для шести интервалов E_T от 45 до 225 ГэВ оказались особенно критичны для проверки структурных функций в области $0,04 \leq x \leq 0,3$, где глюонная компонента играет доминирующую роль. К этим экспериментальным данным были подогнаны методом наименьших квадратов результаты расчетов по КХД с использованием 12 различных видов структурных функций, давших 36 комбинаций, причем некоторые из этих комбинаций оказались непригодными для описания экспериментальных распределений по критерию χ^2 .

Результаты исследований многоструйных конечных состояний. Уже на начальных выборках событий с адронными струями высоких

энергий, полученных на установках UA1 и UA2, найдено, что, кроме двух лидирующих струй, 10—15% событий имеют дополнительные струи с $E_i^j > 15$ ГэВ [127]. Появление этих струй объяснялось процессами тормозного излучения глюонов партонами начального или конечного состояний [143]. Однако надежное выделение конечных состояний с тремя и более струями стало возможным только после существенного развития методики обработки данных с этих установок и значительного увеличения статистики.

Детальные исследования трехструйных событий проведены на установке UA2 при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ [120]. При выделении трехструйных событий на основании информации, получаемой с центральных калориметров установки UA2, учтено, что две лидирующие струи от фрагментации рассеянных партонов по азимутальному углу направлены в противоположные стороны, а струя от фрагментации глюона тормозного излучения должна иметь меньшую энергию и может быть расположена в окрестностях одной из лидирующих струй. Поэтому для улучшения двухкластерного разрешения к описанному выше алгоритму поиска кластеров добавлена вторая фаза, которая состояла в том, что процедура выделения струй повторялась еще раз с использованием в качестве начального приближения трех импульсов струй, найденных в первой фазе. Однако при этом в качестве порогового значения бралось $E_i^{\text{th}} = 0,05 E_i^j$, что для струй высоких энергий значительно превышало начальный выбор $E_i^{\text{th}} = 0,4$ ГэВ. Ячейки начальных кластеров, энергии которых оказались меньше нового значения E_i^{th} , на второй фазе перераспределялись между ближайшими новыми кластерами. Методические исследования показали, что с помощью усовершенствованного алгоритма успешно разделялось более 80% струй, оси которых имели между собой угол $\omega \geq 40^\circ$. После завершения отбора кластеров они упорядочивались по величине E_i^j (кластер с максимальным значением E_i^j брался первым и т.д.). Трехструйные события отобраны по следующим критериям: $E_i^1 + E_i^2 + E_i^3 > 70$ ГэВ; $E_i^3 > 10$ ГэВ, $E_i^4 < 10$ ГэВ; $|\eta_i| < 0,8$; $i = 3$. Для дальнейшей очистки статистики от событий с числом струй больше трех наложено ограничение $\sum p_i^j < 20$ ГэВ для того, чтобы в поперечной плоскости 3-импульсы трех струй достаточно точно компенсировали друг друга. Таким образом были получены практически эксклюзивные выборки трехструйных событий.

Окончательный анализ трехструйных событий проводился в системе покоя трех струй, в которой их положение можно описать шестью переменными, например, тремя углами, определяющими пространственное положение плоскости, в которой лежат 3-импульсы трех струй, и углами, определяющими конфигурацию трехструйной системы в этой плоскости.

В качестве первых двух углов обычно используются полярный и азимутальный углы θ^* и ϕ^* между 3-импульсом струи с максимальной энергией, p_1^* , и направлением первичного пучка, которые рассчитываются согласно правилам, сформулированным в [144]. В качестве дополнительного угла, характеризующего ориентацию двух оставшихся струй, берется угол ψ^* между плоскостью, содержащей их 3-импульсы, и плоскостью, содержащей p_1^* и 3-импульс пучка:

$$\cos \psi^* = (p_b \times p_1^*) (p_2^* \times p_3^*) / |p_b \times p_1^*| \times |p_2^* \times p_3^*|.$$

Найдено, что распределение по $\cos \theta^*$ хорошо согласуется с расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^3)$ и совпадает с аналогичным распределением, полученным при анализе двухструйных событий [140]. Распределение по углу ψ^* также согласовывалось с расчетами по КХД, сделанными для неполяризованных пучков. Изучение внутренней структуры трехструйной системы дало убедительные свидетельства в пользу существования процессов тормозного излучения глюонов [144].

Подобное согласие с предсказанной КХД структурой трехструйной системы, а также хорошее описание в рамках КХД двухструйных процессов, полученное в экспериментах UA1 и UA2 ранее, дали возможность измерить константу α_s на основе отношения $R = \sigma(3j)/\sigma(2j)$. Это сделано путем подбора такого значения α_s , которое обеспечивало бы равенство отношения $R_{\text{КХД}}$, рассчитанного в КХД методом Монте-Карло с учетом особенностей регистрации струй в детекторе UA2 и методики отбора трехструйных событий, с отношением, измеренным экспериментально. Для облегчения сравнения этих отношений на выборки двух- и трехструйных событий наложены дополнительные ограничения, описанные в [120]. В результате получено экспериментальное значение

$$R_{\text{exp}} = 0,177 \pm 0,04.$$

Однако, поскольку к моменту выполнения этого эксперимента расчеты сечений двух- и трехструйных событий были сделаны лишь в низших порядках ТВ КХД, для учета вклада в эти сечения членов разложения

более высокого порядка потребовалось введение K -факторов. Поэтому в эксперименте реально получена только оценка

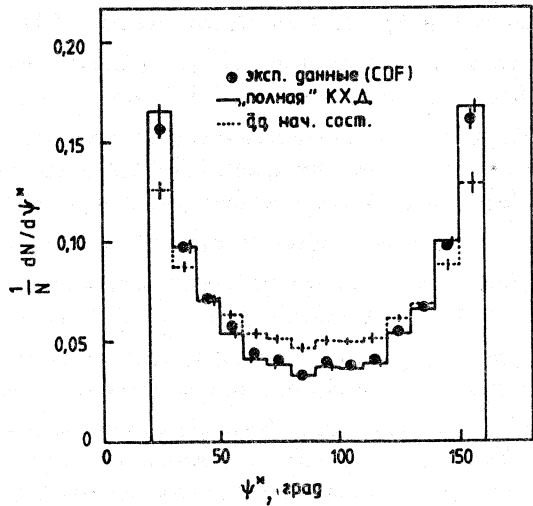
$$\alpha_s \cdot K_3/K_2 = 0,23 \pm 0,01 \pm 0,04,$$

где вторая ошибка является систематической ошибкой эксперимента. В этих расчетах в качестве переменной Q^2 взят квадрат максимального поперечного импульса одной из струй $Q^2 = [\max(p_T^j)]^2$. Эта оценка по величине хорошо согласуется с результатом, полученным ранее коллаборацией UA1 [145]. Однако экстраполяция оценки α_s , полученной ранее в экспериментах по e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} < 35$ ГэВ [146], к средней энергии коллайдерных экспериментов $\sqrt{s} \approx 90$ ГэВ дала результат, на $\sim 30\%$ меньший приведенного выше. Последнее может быть вызвано как отличием от единицы K_3/K_2 , так и неопределенностью в выборе переменной Q^2 для двух- и трехструйных событий [145].

Коллаборацией UA2 также проведен анализ структуры многоструйных событий при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ с $\sum E_t$ в диапазоне $15 + 210$ ГэВ в терминах коллективных переменных [147]. В этом анализе снова использовалась информация с центральных калориметров, регистрирующих вторичные адроны только в ограниченной части центральной области ($|\eta| \leq 1$). Для выделения выборок событий с двумя и тремя струями без наложения каких-либо кинематических ограничений на E_t струй использованы моменты Фокса — Вольфрама [44], описанные в п.4.1. События с достаточно большими величинами H_2 или H_3 (например, $H_2 > 0,7$; $H_3 > 0,22$) имеют соответственно четко выраженную двух- или трехструйную конфигурацию, а отношение их чисел при $\sum E_t > 100$ ГэВ выходит на величину $R = N_3/N_2 \approx 0,2$, что совпадает с описанными выше результатами исследований, проведенных коллаборацией UA2 с другой методикой. Полярная диаграмма потока поперечной энергии в событиях с тремя струями хорошо согласовывалась с диаграммой трехструйных событий в e^+e^- -аннигиляции.

Для исследования трехструйных состояний при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ на CDF в [150] отбирались события с $\sum E_t \geq 120$ ГэВ, имеющие не менее трех струй с $E_t^j > 15$ ГэВ и с 3-импульсами, лежащими в области $|\eta| < 3,5$ и разделенными на η , φ -плоскости интервалом $\Delta R > 0,85$. После такого отбора для окончательного анализа осталось около 4800 событий. Анализ этих состояний проводился так же, как это делалось ранее в рабо-

Рис.16. Распределение по углу ψ^* трехструйных событий из $\bar{p}p$ -взаимодействий при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ



те [120] в системе покоя трех струй, обладающих наибольшими E_i^j . Поскольку из-за разницы спинов кварков и глюонов и констант связи в вершинах qg и gg предсказания КХД различаются для разных типов взаимодействующих партонов, полученные на CDF распределения по углам θ^* и ψ^* , определенным выше, и по $x_i = 2E_i^j/M(3j)$ использованы для

определения вклада различных начальных партонов в процессы $2 \rightarrow 3$. Для этого рассчитаны вклады шести отдельных подпроцессов типа $2 \rightarrow 3$ с сечениями, полученными при использовании параметризации структурных функций партонов [148]. В этих расчетах использовался матричный элемент для подпроцесса $2 \rightarrow 3$, рассчитанный по ТВ КХД для диаграмм, не включающих виртуальных поправок [149]. Кроме того, вклад начального состояния $q\bar{q}$, $\alpha_{q\bar{q}}$, взят в качестве отдельного параметра и независимо определен путем подгонки распределений от всех процессов (с фиксированными, кроме процесса $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$, вкладами) к экспериментальным данным. Полученная оценка $\alpha_{q\bar{q}} = 0,03^{+0,04}_{-0,03}$ подтвердила предсказания, что при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ доминирует жесткое рассеяние глюонов. Для примера на рис.16 приведено экспериментальное распределение по углу ψ^* вместе с результатами расчета по «полной» КХД (т.е. с учетом всех подпроцессов $2 \rightarrow 3$) и для подпроцесса $\bar{q}q \rightarrow q\bar{q}g$. Видно, что достигнутая на CDF точность позволяет однозначно сделать заключение о небольшом вкладе последнего подпроцесса [130].

Данные по событиям с числом струй ≥ 4 в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при энергиях коллайдеров ЦЕРН и ФНАЛ до сих пор весьма ограничены из-за методических трудностей их выделения. На установке UA2 при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ предпринята попытка измерить сечения событий, в которых в области $|\eta_j| < 2,0$ образовалось четыре, пять и шесть струй с

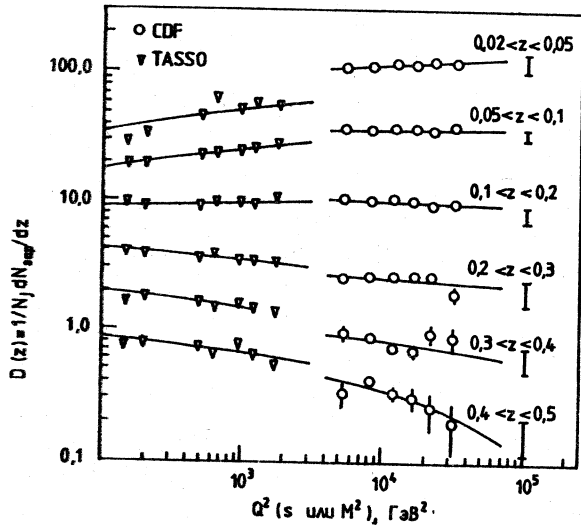
энергией $E_t^j > 15$ ГэВ. Всего отобрано 9947 четырехструйных, 281 пяти-струйных и 7 шестиструйных событий, что с неопределенностью $\sim 60\%$ дало оценки сечения $\sigma_{4j} \cong 1,31$ нб, $\sigma_{5j} \cong 0,037$ нб и $\sigma_{6j} \cong 0,009$ нб [151]. Поскольку эти сечения совпали с оценками, полученными с использованием высших порядков ТВ КХД, в работе сделан вывод об отсутствии эффекта двойного жесткого рассеяния партонов.

Структура адронных струй при больших E_t^j . Открывшаяся в экспериментах на $\bar{p}p$ -коллайдерах возможность достаточно чисто выделять отдельные адронные струи с $E_t^j > 20$ ГэВ позволила исследовать их структуру и провести сравнение распределений вторичных частиц внутри струи с высокой энергией и подобных распределений, полученных на e^+e^- -коллайдерах. Поскольку при энергиях $\bar{p}p$ -коллайдеров ЦЕРН и ФНАЛ жестко рассеянные партоны должны представлять смесь кварков и глюонов, причем в области рассеяния на большие углы глюоны должны доминировать над кварками [122], такое сравнение важно для проверки предсказываемых КХД различий в процессах фрагментации глюонов и кварков [152]. Найдено, что с ростом E_t^j поперечная ширина потока по поперечной энергии на полувисоте существенно уменьшается, т.е. струи становятся более коллимированными. С другой стороны, исследование распределения потока множественности заряженных частиц в струе не выявило такого острого максимума в центре, т.е. в ядре имеется ограниченное число лидирующих адронов, обладающих основной частью E_t^j , роль которых с ростом E_t^j увеличивается.

Восстановленная в [154] фрагментационная функция $D(z) = 1/N_j \cdot dN_{ch}/dz$ в интервале $0,02 < z < 0,6$ в целом хорошо соответствовала подобному распределению, полученному в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 34$ ГэВ [83]. На этом основании в [136] сделан вывод о том, что фрагментационные функции глюонов и кварков не имеют ярко выраженного различия.

Более детально распределения по множественности заряженных частиц в струе и распределение потока энергии внутри струи проведены несколько позже коллаборацией UA2 на статистике $\sim 3 \cdot 10^4$ струй [155]. Сравнение полученной зависимости n_{ch}^j от $M(2j)$ с данными e^+e^- -аннигиляции при меньших значениях энергии в с.ц.м. и расчетами по партонной модели [156], основанной на КХД, показало, что данные по зависимости $\langle n_{ch}^j \rangle$ от $M(2j)$ в струях, зарегистрированных в $\bar{p}p$ -взаимо-

Рис.17. Зависимость от Q^2 фрагментационной функции $D(z)$ струй из $p\bar{p}$ -взаимодействий при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ. Результаты измерений представлены только со статистическими ошибками. Систематические ошибки измерений показаны справа. Для сравнения приведены аналогичные распределения, измеренные при меньших Q^2 в e^+e^- -аннигиляции



действиях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, ближе к теоретическим предсказаниям для глюонных струй. Распределения потока поперечной энергии по $\Delta\varphi$, полученные для разных интервалов E_t^j , лежали между теоретическими кривыми для глюонных и кварковых струй и были существенно шире распределений, полученных с использованием МФФ с $q_t = 350$ МэВ/с.

Измерения фрагментационной функции струй высоких энергий и ее зависимости от инвариантной массы двух струй $M(2j)$ были продолжены на CDF. В [157] исследования фрагментационной функции проведены на статистике, соответствующей интегральной светимости $\sim 26 \text{ нб}^{-1}$. Для этих исследований отобраны события, которые имеют две лидирующие струи, лежащие в интервале $|\eta| < 0,8$ и направленные по азимутальному углу в противоположные стороны ($\Delta\varphi = 180^\circ \pm 30^\circ$), в которых не было обнаружено третьей струи с $E_t^j > 20$ ГэВ. Отбор струй производился с $R = 1,0$. Полученное после этих поправок z -распределение заряженных частиц откорректировано на эффекты размазывания, связанные с ограниченным разрешением магнитного спектрометра.

На рис. 17 приведены распределения $D(z, Q^2)$ для различных интервалов z как функция квадрата инвариантной массы $M^2(2j)$, который был взят в качестве оценки Q^2 . Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость фрагментационной функции от s , полученная в e^+e^- -анни-

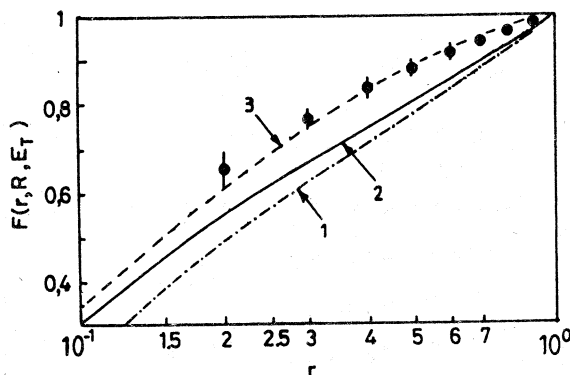


Рис.18. Распределение по r функции $F(r, R=1, E_T = 100 \text{ ГэВ})$ для струй, выделенных на установке CDF. Кривая 1 — результат расчетов по ТВ КХД с учетом α_s^3 члена и $\mu = E_T/4$; 2 — то же с $\mu = E_T/2$; 3 — то же, что 1, но с уточненной процедурой «слияния» близлежащих струй

гиляции на установке TASSO [83]. Видно, что оба эксперимента показывают одну и ту же тенденцию, свидетельствующую об увеличении числа частиц с малыми z , происходящем с ростом Q^2 , что качественно согласуется с КХД-эволюцией $D(z, Q^2)$ (см. например, [158]).

Теория предсказывает, что при $\sqrt{s} = 1,8 \text{ ТэВ}$ отношение глюонных струй к кварковым в области $E_T^j \sim 50 \text{ ГэВ}$ должно быть равным 3:1 и медленно убывать с увеличением E_T^j [148]. Повышенные значения $D(z, Q^2)$ в области $z < 0, 1$, полученные на CDF, могут свидетельствовать о различии фрагментационных функций глюонных (на CDF) и кварковых (на TASSO) струй. Сравнение фрагментационной функции $D(z, Q^2)$ с результатами моделирования по программе HERWIG показало, что эта программа хорошо описывает процесс фрагментации во всем исследованном диапазоне z .

В коллаборации CDF также проведено детальное сравнение распределения потока E_T в струе внутри конуса, описываемого радиусом R , с результатами теоретических расчетов. С этой целью для струй с фиксированной энергией E_T^j вычислена функция $F(r, R, E_T^j)$, которая представляет r -зависимость доли E_T^j , содержащейся во внутреннем конусе с $r < R$. Полученное в [159] распределение $F(r, R=1, E_T^j = 100 \text{ ГэВ})$ приведено на рис.18. Видно, что оно хорошо согласуется с результатами расчетов, проведенных по ТВ КХД с учетом α_s^3 члена. При выполнении этого анализа [160] найдено, что необходимо дополнить теоретическое описание струи в виде конуса с осью, направленной по импульсу фраг-

ментирующего партона, используемого при расчетах по ТВ КХД на основе Сноумассовского соглашения, процедурой разделения двух перекрывающихся струй, близкой к той, которая использовалась в алгоритме CDF, описанном в п.5.2.

В заключение этого раздела следует отметить, что, с точки зрения ряда теоретиков, потребуется дальнейшее развитие методики выделения адронных струй на pp -коллайдерах следующего поколения (УНК, LHC), и в последнее время активно изучается возможность распространить на hh -взаимодействия методику, аналогичную k_T -алгоритму для e^+e^- -взаимодействий. С этой целью в работе Катани и др. [161] предложено ввести этап предварительного выделения «протоструй», позволяющий отделить группы адронов, связанные с фрагментацией кварков-спектаторов, после чего для окончательного выделения всех струй от жестких подпроцессов должен использоваться видоизмененный k_T -алгоритм. Эллис и др. [162] предложили рекурсивную процедуру выделения струи в зависимости от переменной величины $d_{\min}$, являющейся мерой близости двух «протоструй», объединяющую некоторые черты алгоритмов JADE и «конусного» алгоритма. Эта процедура позволяет учесть эффект наложения струй способом, легко воспроизводимым при вычислении сечения инклюзивного образования струй по ТВ КХД с учетом высших членов разложения.

6. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В ep -СТОЛКНОВЕНИЯХ

С запуском в мае 1992 г. ep -коллайдера HERA с энергией сталкивающихся пучков 30 ГэВ (e) + 820 ГэВ (p) ($\sqrt{s} \sim 300$ ГэВ) в Лаборатории DESY (Гамбург, ФРГ) начались интенсивные исследования образования струй в глубоконеупругих ep -столкновениях. Для этих исследований были подготовлены два больших магнитных детектора с 4 π -геометрией, один из которых (ZEUS [163]) имеет прецизионные сэмпинговые калориметры уран/сцинтиллятор и малый центральный соленоид с трековой системой, а у второго (H1 [164]) жидкоаргоновые калориметры с железными пластинами и внутренняя трековая система помещены внутри большого сверхпроводящего соленоида. Ниже будут очень кратко описаны первые результаты по образованию адронных струй, полученные на статистике, соответствующей $\sim 25 \text{ нб}^{-1}$, набранной на каждом из этих детекторов в сеансе 1992 г.*

*В сеансе 1993 г. эта статистика была увеличена в 20 раз.

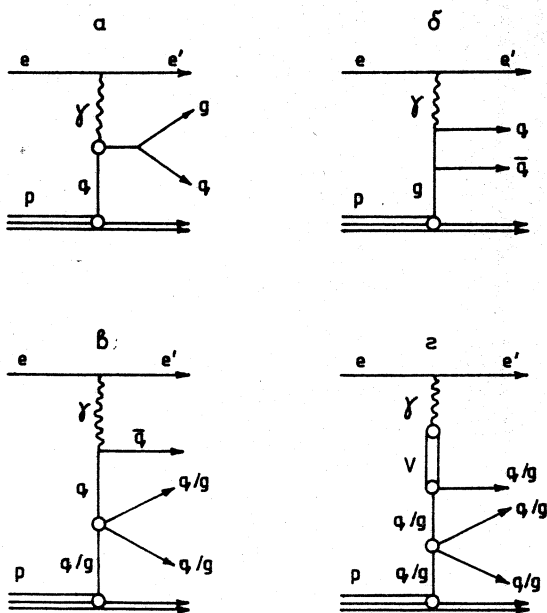


Рис.19. Фейнмановские диаграммы жестких ep -столкновений, описываемых в приближении $O(\alpha_s^2)$ ТВ КХД

В низшем порядке ТВ КХД глубоконеупругое лептон-протонное рассеяние приводит к появлению одной струи с большим p_T , соответствующей «выбитому» лептоном кварку, и узкого «пучка» вторичных адронов от фрагментации остатков протона, вылетающего под малым углом к начальному направлению последнего, который в ep -

коллайдере попадает в основном внутрь вакуумной камеры. При переходе к высшим порядкам ТВ КХД различают два типа механизмов образования дополнительных партонов, проиллюстрированных диаграммами на рис.19.

В одном случае фотон непосредственно взаимодействует с заряженным конститuentом мишени (т.е. взаимодействие вызывается прямым (direct) фотоном), а дополнительный партон образуется за счет КХД комптоновского рассеяния (диаграмма 19,а) или в процессе бозон-глюонного слияния (fusion) (диаграмма 19,б). Во втором случае фотон до взаимодействия фрагментирует на свои конститuenty, один из которых жестко рассеивается на партоне мишени (такой процесс называется также взаимодействием «расщепленного» (resolved) фотона). При этом возникает понятие структурной функции фотона, описывающей вероятность нахождения в фотоне партона, несущего часть x_γ его импульса.

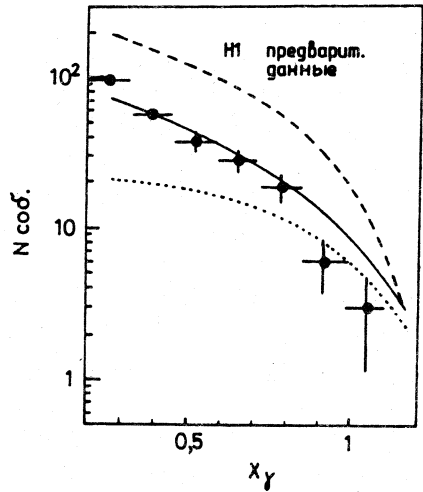
Структурная функция фотона имеет две компоненты: одну, обусловленную точечноподобной связью с $\bar{q}q$ -парой (диаграмма 19,в), и вторую, обусловленную возможностью перехода фотона в связанное $\bar{q}q$ -состояние, соответствующее векторному мезону (диаграмма 19,г). Подробнее этот формализм описан, например, в работе [165].

Исследование структуры адронных конечных состояний было проведено на статистике 3808 событий с $-Q^2 = (p_e - p_{e'})^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$ и $y_{JB} =$

Рис.20. Предварительные данные по структурной функции фотона, полученные на установке Н1

$$= (1/2) E_e \sum_i E_i (1 - \cos \theta_i) \geq 0,02,$$

(где p_e и $p_{e'}$ — 4-импульс электрона до и после рассеяния), отобранных из $4 \cdot 10^6$ триггеров, зарегистрированных на установке ZEUS [166]. Выделение струй было проведено с использованием алгоритма конусного типа с $R = 1,0$ и дополнительными ограничениями $E_j > 4$ ГэВ и $\theta_j > 15^\circ$. Найдено, что процентное



содержание событий с 0, 1, 2 и 3 струями, в число которых не входит струя от фрагментации остатков протона, соответственно, равно 76%, 20%, 2,9% и 0,5%. Этот результат хорошо согласовывался с результатами МК-моделирования, в котором процессы в первом порядке ТВ КХД описывались точным матричным элементом для диаграмм 19, а, б, а высшие порядки эффективно учитывались глюонным каскадом, описанным в главном логарифмическом приближении. Большое количество адронных событий без жесткой струи оказалось следствием кинематических ограничений, наложенных при отборе событий. В работе сделан вывод о том, что рождение двух струй с большой поперечной энергией в основном происходит за счет КХД комптоновского рассеяния и бозон-глюонного слияния. Процессы с «расщепленным» фотоном в этой работе не учитывались.

События от жесткого $\gamma\gamma$ -рассеяния были зарегистрированы также на установке Н1. При анализе данных в коллаборации Н1 с самого начала учитывались процессы с «расщепленным» фотоном. Существование вклада от этих процессов установлено уже на ограниченной статистике, обработанной к концу 1992 г. [167]. В частности, распределение потока энергии по полярному углу θ относительно направления первичного протона, построенное для событий, имеющих две струи с $\theta_j < 100^\circ$, показало, что значительная часть потока лежит в диапазоне $140^\circ < \theta < 180^\circ$, в котором прямые фотоны вклада практически не дают. На рис.20 приведено распределение событий по доли импульса «расщепленного» фотона x_γ , которым обладает партон, участвующий в жестком рассеянии на конституенте протона, полученное на статистике ~ 800 событий с двумя стру-

ями, имеющими $E_t^j > 5$ ГэВ [168]. На этом же рисунке приведены результаты расчета с использованием структурной функции фотона в параметризации GRV [169] (сплошная кривая) и LAC3 [170] (штриховая кривая), которые были получены из анализа $\gamma\gamma$ -взаимодействий на e^+e^- -коллайдерах. Как известно, этот тип взаимодействий позволяет восстановить распределения кварков в фотоне, но дает мало информации о распределении глюонов. Поэтому параметризации распределений глюонов, полученные при анализе $\gamma\gamma$ -столкновений разными авторами, существенно различаются. Так, параметризация LAC3 предполагает большую глюонную компоненту при $x_\gamma > 0,2$, что явно противоречит экспериментальному распределению. С другой стороны, предположение о полном отсутствии в фотоне глюонной компоненты также расходится с экспериментом. Таким образом, предварительные данные о x_γ -распределении, полученные в эксперименте H1, по крайней мере, свидетельствуют о том, что в жестких $\gamma\gamma$ -столкновениях может быть точно измерена глюонная компонента фотона.

В детекторе H1 также зарегистрированы события, в которых между адронными струями и направлением первичного протона имеется большой ($\eta > 1,8$) интервал псевдобыстроты, не содержащий адронов с энергией, превышающей 0,4 ГэВ [168]. Эти события могут образовываться в жестких фотон-померонных взаимодействиях, которые могут дать информацию о структурной функции померона [171].

7. СТРУЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Установленный экспериментально факт, что по измерениям струй с большими E_t^j можно достаточно точно восстановить кинематические параметры породивших их партонов, позволяет использовать струи для восстановления инвариантной массы двух и более партонов. Эта возможность привлекла особое внимание экспериментаторов, когда возникла проблема точного измерения массы W -бозона, у которого адронная мода распада является доминирующей (67,6%), и поиска новых частиц, распадающихся на $W^\pm$. Хотя методика определения масс новых частиц по пику в спектре инвариантных масс продуктов их распада используется в физике высоких энергий уже в течение нескольких десятилетий и ее возможности тщательно изучены, переход от вычисления инвариантных масс нескольких отдельных адронов (или лептонов) к подобным вычислениям с использованием струй потребовал дополнительных методи-

ческих исследований. В настоящее время это направление, названное струйной спектроскопией, еще переживает стадию становления, и основные результаты, изложенные ниже, получены на моделированных событиях в рамках подготовки экспериментов на новом поколении e^+e^- - и hh -коллайдеров.

7.1. Струйная спектроскопия калибровочных векторных бозонов.

Измерение массы W -бозона в e^+e^- -аннигиляциях. Проблема измерения массы W -бозона по продуктам его адронного распада впервые стала рассматриваться еще в 1987 г. [172] в рамках подготовки программы исследований на LEP II. Отмечено, что при парном рождении W -бозонов в реакции

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \quad (19)$$

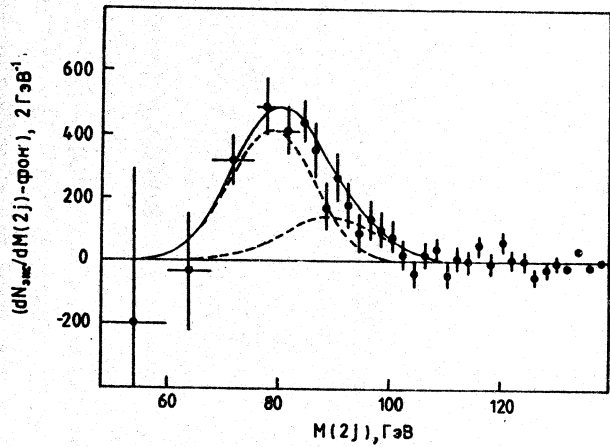
для точного измерения m_W предпочтительно использовать четырехструйное конечное состояние от адронных распадов двух W , так как отсутствие в реакции (19) других источников струй позволяет использовать кинематические условия связи. В более общем виде проблемы кинематического анализа четырехструйных конечных состояний в e^+e^- -аннигиляции рассмотрены Бу [173]. Детальное моделирование точности восстановления m_W в реакции (19) для существующих экспериментальных установок LEP [174] показало, что при использовании и вычислениях инвариантной массы $M(2j)$ непосредственных результатов измерений кинематических параметров струй с помощью калориметров, пик от W -бозона сдвигается на несколько ГэВ в сторону малых масс из-за потери части энергии струи, уносимой μ -мезонами и нейтрино, а также из-за конечных размеров конуса, описывающего струю. Однако если, пренебрегая радиационными потерями W -бозонов, произвести кинематическую подгонку параметров четырех (или пяти, в случае испускания кварками от распада W -бозона глюона тормозного излучения) струй, налагая условие, чтобы в пределах энергетического разрешения калориметров суммарные 3-импульсы двух комбинаций из двух (трех) струй сбалансировали друг друга, а полная энергия струй была равна энергии сталкивающихся пучков, точность определения m_W повышается до 100 МэВ. Установлено также, что неопределенность в восстановлении m_W при использовании такой процедуры достаточно слабо зависит от точностных характеристик калориметра. Однако точное измерение ширины W -бозона по пику в спектре инвариантных масс невозможно даже на e^+e^- -коллайдерах.

Методика идентификации калибровочных бозонов по адронным модам их распада на hh -коллайдерах. Необходимость идентификации

W -бозона на адронных коллайдерах по величине инвариантной массы $M(2j)$ струй от их распада диктуется потребностями выделения с помощью методики струйной спектроскопии сигнала от более тяжелых объектов, распадающихся на W -бозоны (прежде всего $t \rightarrow Wb$, $H^0 \rightarrow W^+ W^-$), в очень сложных фоновых условиях. Однако на адронных коллайдерах проблемы струйной спектроскопии существенно усложняются двумя следующими обстоятельствами. Во-первых, сечение процесса образования струй в подпроцессах жесткого рассеяния партонов на несколько порядков превышает сечение образования W -бозона, что создает большой фон в спектрах $M(2j)$. Во-вторых, сложность конечного состояния с W -бозоном или с другой тяжелой частицей, имеющей адронные моды распада, не позволяет использовать условия связи, улучшающие точность разрешения по инвариантной массе двух и более струй. Поэтому при проектировании детекторов для адронных коллайдеров следующего поколения тщательно выясняются требования к их характеристикам, обеспечивающие такое разрешение по инвариантной массе $M(2j)$ W -бозона, которое достаточно для обнаружения пика в спектре $M(2j)$ в условиях высокого фона от процессов (11). При этом широко используется опыт успешного выделения сигнала от W , Z^0 в спектре $M(2j)$ в эксперименте на установке UA2 при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ, который будет рассмотрен ниже.

Первые указания на существование в спектре $M(2j)$ сигнала от адронного распада W , Z^0 на этой установке получены еще на начальной фазе исследований на статистике $0,73 \text{ пб}^{-1}$ [175]. Окончательные результаты получены с помощью модернизированной установки на статистике $4,7 \text{ пб}^{-1}$ [176]. В этой работе для анализа спектра $M(2j)$ были отобраны события, имеющие две струи с наибольшей энергией, лежащие в области $|\eta| < 0,6$, у которых поперечная энергия любой из дополнительных струй не должна превышать 20 ГэВ. Результаты моделирования показали, что наилучшее разрешение по $M(2j)$ получается при использовании для описания струи конуса с $R = 0,8$. Полученное распределение $d\sigma/dM(2j)$ аппроксимировано гладкой функцией, описывающей форму фона от процессов (11), и суммой двух функций Гаусса для учета пиков от распада W - и Z^0 -бозонов. При аппроксимации m_W считалась свободным параметром, а $m_Z = 1,13m_W$ на основе точных измерений масс калибровочных векторных бозонов, сделанных на UA2 [177]. Сечение образования W -бозона также определялось в результате подгонки, а отношение сигналов взято $W/Z = 0,397$ на основе измеренных сечений этих бозонов и моделирования акцептансов установки. В результате аппроксимации полу-

Рис.21. Распределение по $M(2f)$ в области W^- , Z^0 -бозонов, полученное на установке UA2 после вычитания гладкой фоновой функции. Сплошной кривой показан результат аппроксимации суммой двух гауссовых распределений (штриховые кривые) для W^- и Z^0 -бозонов



чена следующая оценка сечения: $\sigma_B(W, Z \rightarrow q\bar{q}) = 9,6 \pm 2,3$ (стат.) $\pm \pm 1,1$ (сист.), что в 1,6 раза превышает сечение, вычисленное по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$. Полученная оценка разрешения по инвариантной массе $(9,9 \pm 2,5)\%$ хорошо согласуется с ожидаемой на основании моделирования $(10,7 \pm 1,8)\%$.

На рис.21 показано распределение по $M(2f)$ в области W^- , Z -бозонов, полученное после вычитания гладкого фона. Видно, что экспериментального разрешения UA2 недостаточно для разделения пиков от W^- и Z^0 -бозонов. Однако это распределение позволило достаточно точно оценить массу W -бозона, $m_W = (79,2 \pm 1,7)\text{ГэВ}$.

На полной статистике эксперимента $10,9 \text{ пб}^{-1}$ коллаборацией UA2 проведен поиск тяжелых калибровочных векторных бозонов по их распадам на две струи: $W_R \rightarrow \bar{q}q$ и $Z' \rightarrow \bar{q}q$. При поиске их сигналов в спектре инвариантных масс $M(2f)$ использована методика, аналогичная описанной выше. Получено, что на уровне достоверности 90% $M(W_R) > 251 \text{ ГэВ}$ и $M(Z') > 237 \text{ ГэВ}$ [114].

При проектировании калориметров для установок с 4π -геометрией на энергии для нового поколения коллайдеров обычной процедурой стала их оптимизация по ширине пиков инвариантных масс двух струй от адронных распадов W^- и Z^0 -бозонов. В [178] проведено детальное исследование эффектов, влияющих на разрешение по инвариантной массе W -бозона при $\sqrt{s} = 40 \text{ ТэВ}$. События от реакции

$$pp \rightarrow W + nj + X$$

(20)

смоделированы с помощью программы ISAJET. В кинематические параметры смоделированных струй от адронных распадов W , которые описывались конусом с $R = 0,7$, вносились дополнительные неточности, имитирующие результаты измерения их в калориметрах с разными точностными характеристиками. Показано, что разрешение по массе W слабо зависит от энергетического разрешения калориметров, но быстро ухудшается при размерах ячейки выше $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$. В этой работе также показано, что аксиально-симметричное магнитное поле в центральной области калориметра напряженностью $H = 3$ Тл существенно (в 1,5 раза) ухудшает разрешение по массе W . Это разрешение также существенно падает при наложении на событие с W -бозоном нескольких фоновых «мягких» событий, что должно неизбежно случаться на адронных коллайдерах с высокой светимостью.

7.2. Проблемы измерения массы t -кварка. Партнер b -кварка по $SU(2)$ -дублету t -кварк в настоящее время является, очевидно, последним неоткрытым кварком. Хотя уже имеется много косвенных экспериментальных данных [179,180], свидетельствующих в пользу тяжелого (т.е. с $m_t > m_W$) t -кварка, прямое обнаружение t -кварка по продуктам его распада и точное измерение m_t является одной из наиболее актуальных задач физики высоких энергий. Так как в минимальной СМ (т.е. модели, не содержащей заряженных хиггсовских бозонов) t -кварк всегда распадается с испусканием реального W -бозона, в зависимости от моды его распада возможны три следующие конфигурации конечного состояния от распада $t\bar{t}$ -пары:

$$t\bar{t} \rightarrow (l^+ \nu b) (l^- \bar{\nu} \bar{b}), \quad (21)$$

$$t\bar{t} \rightarrow (q \bar{q} b) (l^- \bar{\nu} \bar{b}) \quad (22)$$

(плюс зарядово-сопряженная к ней конфигурация),

$$t\bar{t} \rightarrow (q \bar{q} b) (q \bar{q} \bar{b}). \quad (23)$$

Вероятности этих конфигураций относятся как 1:4:4.

Точность измерения инвариантной массы t -кварка на e^+e^- -коллайдерах. Поскольку в распаде t -кварка присутствует W -бозон, точное восстановление его инвариантной массы на e^+e^- -коллайдере облегчается обстоятельствами, изложенными выше. Обнаружение t -кварка в e^+e^- -аннигиляциях возможно только на проектируемых линейных e^+e^- -коллайдерах с $\sqrt{s} \geq 500$ ГэВ (ВЛЭПП, JLC), и этой проблеме уделено много внимания при разработке программы исследований для нового поколения коллайдеров. Анализ фоновых условий, проведенный в [181], показал,

что при $m_t \sim 150$ ГэВ основным источником фона является парное рождение W -бозонов, сечение которого при $\sqrt{s} \sim 400$ ГэВ примерно в 10 раз превышает сечение образования $t\bar{t}$ -пары. Однако этот фон может быть легко устранен с использованием стандартной методики кинематической подгонки. В этой работе получена оценка точности измерения $\sigma(m_t) \leq 0,5$ ГэВ. Позже эта точность была подтверждена в работе [182] на основе детального моделирования процесса (23).

Однако основные надежды на прецизионное определение массы t -кварка на e^+e^+ -коллайдерах связываются с измерением энергетической зависимости $\sigma(t\bar{t})$ в околопороговой области [183], поэтому методика струйной спектроскопии рассматривается как вспомогательная.

Возможности измерения массы t -кварка на адронных коллайдерах. Детальное изучение возможностей обнаружения t -кварка при энергиях ФНАЛ [184] показало, что зарегистрировать сигнал от его распада в условиях сильного фона от других жестких взаимодействий можно на основе $e\mu$ -пар из состояния (21) или с помощью отбора событий с жестким изолированным лептоном и с тремя или более струями из состояния (22). Чисто адронный распад $t\bar{t}$ -пары нельзя выделить из-за фона многоструйных событий от жесткого рассеяния партонов, сечение образования которых превышает сечение образования $t\bar{t}$ -пар на несколько порядков. Поэтому перспективы измерения массы t -кварка на адронных коллайдерах нового поколения обычно связывают с состоянием (22), у которого лептонный распад t -кварка можно использовать для отделения событий с $t\bar{t}$ -парой от фоновых, а с помощью адронного распада вычислить массу t -кварка.

Подробное изучение точности измерения, которой можно достичь на адронном коллайдере при $\sqrt{s} = 6$ ТэВ, проведено в [185—188] в рамках разработки программы научных исследований на адронном коллайдере УНК. В [186] с помощью программы ISAJET смоделировано 5000 событий от реакции (22), из которых только 2450 прошли все критерии отбора, применяемые в эксперименте для выделения этого конечного состояния ($\Sigma E_t > 150$ ГэВ, $E_t^{\text{mis}} > 20$ ГэВ, изолированный лептон с $E_t > 20$ ГэВ, $n_j > 3$ при $E_t^j > 20$ ГэВ). Детальное исследование свойств тормозного глюонного излучения показало, что в каждом событии появляется в среднем пять глюонных струй с $E_t^j > 5$ ГэВ, причем четыре из них испускаются партонами начального состояния. При отборе жестких струй с ($E_t^j > 20$ ГэВ) в среднем на событие остается 1,6 глюонных струй, а вместе с кварковыми струями ~ 5 жестких струй, что увеличивает комбинатор-

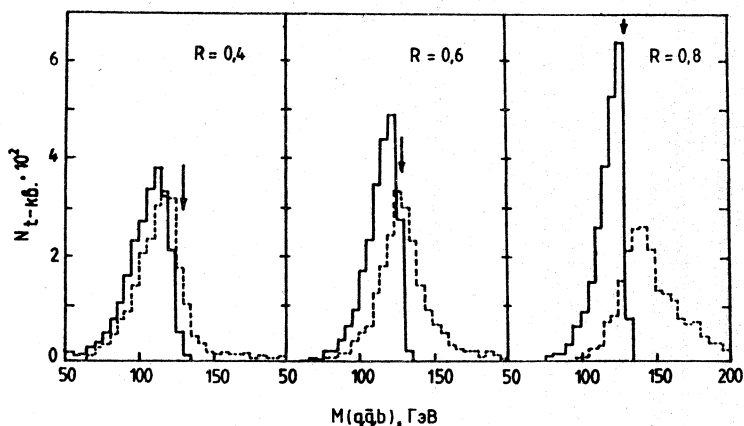


Рис.22. Зависимость от R распределений по инвариантной массе $M(q\bar{q}b)$ для разных процедур определения струи

ный фон. Совместно с низким энергетическим разрешением по инвариантной массе $M(q\bar{q}b)$ продуктов распада t -кварка, вызванного глюонным излучением партонов конечного состояния, недооценкой энергии струй за счет нерегистрируемых в калориметрах мюонов и нейтрино, а также наложением струй и адронным фоном от фрагментации партон-спектаторов, это приводит к соотношению сигнал/фон, не позволяющему выделить пик от t -кварка в спектре инвариантных масс $M(3j)$ [187].

В [188] было показано, что относительный вклад перечисленных выше эффектов варьируется с изменением радиуса R конуса, используемого для описания струй, что позволяет оптимизировать разрешение по $M(3j)$ путем подбора величины R . На рис.22 показаны распределения по $M(q\bar{q}b)$ для описанной выше выборки моделированных событий, полученных при трех значениях R . Сплошными гистограммами обозначены распределения, построенные при учете только частиц от фрагментации кварков (помеченных в ISAJET), которые попали в раствор конуса, а штриховой гистограммой — распределения, полученные с учетом всех попавших в конус частиц. Хотя эти распределения строились без учета искажений, вносимых калориметрами, ширина распределений оказывается существенно больше ширины $\Gamma_t = 0,7$ ГэВ, заложенной при моделировании t -кварков. С увеличением R распределение $M(2j)$ для фрагментационных частиц сужается, и его пик приближается к заложенному при моделировании значению $m_t = 130$ ГэВ, но распределение, соответствующе-

щее реальному определению струй, сдвигается вправо и при $R > 0,6$ начинает уширяться. Дополнительный анализ показал, что сдвиг максимума распределения обусловлен вкладом фона от мягких адронов, распределенных в пространстве $\eta-\varphi$ почти равномерно, а расширение распределения связано с большими флуктуациями в измеренной величине m_T , вызванными наложением достаточно жестких глюонных струй. При исследованной энергии вероятность такого наложения для струй от $q, \bar{q}$ -кварков из распада t -кварка составляет 40%. Поэтому при исследованиях инвариантных масс на адронных коллайдерах с $\sqrt{s} \geq 6$ ТэВ необходимо использовать новую процедуру выделения струй, сводящую к минимуму случаи их перекрытия.

Вариант такого алгоритма был разработан и опробован на моделированных событиях в [186, 188]. Далее этот алгоритм будет для краткости называться по фамилиям его авторов КМ-алгоритмом. Особенности КМ-алгоритма по сравнению с описанными выше алгоритмами, использованными для выделения отдельных струй, состоят в следующем:

- сначала вводится расстояние d_0 между центрами двух струй, на котором струи еще различимы; если $d < d_0$, то струи от двух партонов объединяются в одну;
- различимые струи считаются перекрывающимися друг с другом, если $d < 2R$, в противном случае струи считаются отдельными (о.с.); допускается перекрытие только двух струй (д.с.) и трех струй (т.с.); события, имеющие четыре и более перекрывающихся струй, бракуются;
- инвариантная масса t -кварка вычисляется для конфигураций $t \rightarrow 3$ (о.с.), $t \rightarrow$ (о.с.) + (д.с.), $t \rightarrow$ (т.с.); энергия и 3-импульс двух и трех струй определяются по частицам (или ячейкам калориметров), попадающим в область, ограниченную налагающимися окружностями с радиусом R , т.е. без реального разделения перекрывающихся струй.

Таким образом, вместо критериев разделимости струй в КМ-алгоритме вводится критерий их различимости, т.к. для вычисления инвариантных масс n струй нужно только иметь возможность определять число струй и занимаемую ими область калориметров.

На рис. 23 приведены R -зависимости ширин пиков в спектрах эффективных масс W -бозона и t -кварка, полученные при аппроксимации этих пиков асимметричной функцией Брейта—Вигнера, для описанных выше случаев учета всех частиц, попавших в раствор конуса, и только для дочерних частиц. Видна отмеченная выше тенденция к уширению пика с ростом R в первом случае, и его отчетливое сужение во втором. Светлыми кружками на этом рисунке приведены R -зависимости ширин, полученные на выборке отдельных и перекрывающихся струй, отобранных с

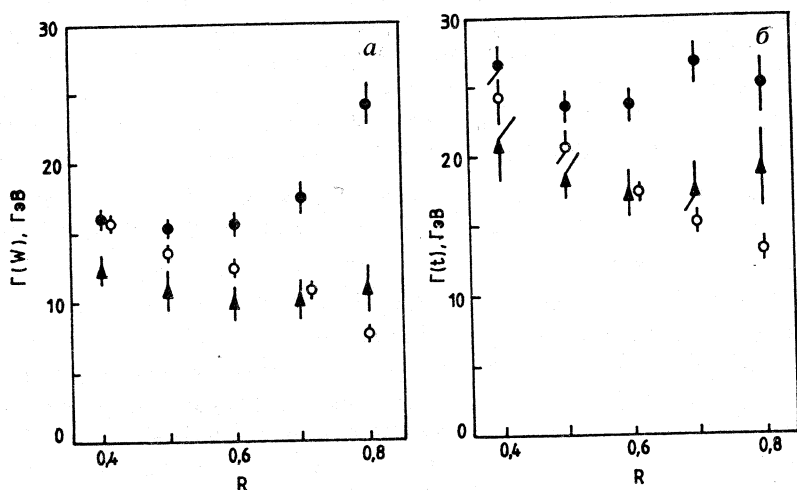


Рис.23. Зависимость от R ширины W -бозона и t -кварка, полученных при разных определениях струи

помощью КМ-алгоритма. Предложенная процедура обработки перекрывающихся струй приводит к заметному (при $R = 0,7$ к полуторакратному) улучшению разрешения по инвариантной массе. В результате этого и уменьшения комбинаторного фона в распределении по инвариантной массе $M(3j)$ появился отчетливый пик от t -кварка. Его аппроксимация асимметричной функцией Брейта—Вигнера плюс гладкой функцией, полученной при аппроксимации смоделированного комбинаторного фона, проведенная для разных точностных характеристик калориметров при нескольких значениях R , показала, что энергетическое разрешение калориметров не особенно критично для разрешения по $M(3j)$ в области пика t -кварка. В результате анализа R -зависимости оценки m_t [188] сделан вывод, что на адронных коллайдерах массу t -кварка нельзя измерить с ошибкой, меньшей 3 ГэВ.

Изучение точности измерения m_t по инвариантной массе $M(3j)$, проведенное в [189] для энергии LHC, дало оценку $\Delta m_t \sim 8$ ГэВ. Поэтому предложено [190] измерять на LHC массу «топония» по его распаду на 2γ , что позволит оценить m_t с точностью до ~ 100 МэВ. Однако эти измерения возможны только в случае $m_t < 120$ ГэВ.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние 15 лет изучение адронных струй, возникающих в ГНП, превратилось в целое направление в физике высоких энергий. Особенно быстро это направление стало развиваться с созданием e^+e^- - и hh -коллайдеров высоких энергий. Результаты многочисленных исследований в области физики струй, проведенных на этих коллайдерах, блестяще подтвердили правильность фундаментальных положений КХД.

Из изложенных в обзоре экспериментальных данных следует, что наиболее чистые условия для исследования струй существуют на накопительных e^+e^- -кольцах. К сожалению, эта ускорительная техника имеет сильные ограничения по энергии, и для следующего поколения e^+e^- -коллайдеров (ВЛЭПП, JLC) планируется использовать технику линейных ускорителей, что приведет к потере некоторых преимуществ, присущих накопительным e^+e^- -кольцам. Однако и на этих e^+e^- -коллайдерах методика струйной спектроскопии обеспечит существенно лучшую точность в измерениях масс новых тяжелых частиц, чем на hh -коллайдерах. Но все же, с точки зрения продвижения по энергетической шкале, основные надежды связываются именно с pp -коллайдерами нового поколения (УНК, LHC), где физика струй станет «полигоном» для детальной проверки высших порядков ТВ КХД, а методика струйной спектроскопии будет использоваться как инструмент для поиска новых тяжелых частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yndurian F.J. — Quantum Chromodynamics: an Introduction to the Theory of Quarks and Gluons. Springer, New York, 1983.
2. Darriulat P. — Ann. Rev. Nucl. Parts. Sci., 1980, vol.30, p.159.
3. Casher A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol.31, p.792.
4. Field R.D., Feynman R. — Phys. Rev., 1977, vol.D15, p.2590.
5. Field R.D., Feynman R. — Nucl. Phys., 1979, vol.B79, p.355.
6. Ali A. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.93B, p.115.
7. Meyer T. — Zeit. Phys., 1982, vol.C12, p.77.
8. Andersson B. et al. — Phys. Rep., 1983, vol.97, p.31.
9. Bengtsson M., Sjostrand T. — Phys. Lett., 1987, vol.B185, p.435.
10. Kunszt Z., Stirling W.J. — Phys. Lett., 1986, vol.B171, p.307.
11. Altarelli G., Parisi G. — Nucl. Phys., 1977, vol.B126, p.298.
12. Konishi K. et al. — Phys. Lett., 1974, vol.78B, p.243.
13. Amati D., Veneziano G. — Phys. Lett., 1979, vol.83B, p.87.
14. Ермолаев Б.Н., Фадин В.С. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, с.285.
15. Фадин В.С. — ЯФ, 1983, т.37, с.408.
16. Basseto A. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.B207, p.189.
17. Mueller A.H. — Phys. Rep., 1981, vol.73, p.237.
18. Mueller A.H. — Workshop on Jet Physics at LEP and HERA, Durham (UK), 1990, p.A1.
19. Dokshitzer Yu.L. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.115B, p.242.

20. Азимов Я.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.390.
21. Докшицер Ю.Л., Троян С.И. — Препринт ЛИЯФ №922, 1984.
22. Dokshitzer Yu.L. et al. — Rev. Mod. Phys., 1988, vol.60, p.373.
23. Amati D., Veneziano G. — Phys. Lett., 1979, vol.83B, p.87.
24. Fong C.P., Webber B.R. — Phys. Lett., 1989, vol.229B, p.289.
25. Кураев Е.А., Липатов Л.Н., Фадин В.С. — ЖЭТФ, 1977, т.45, с.199.
26. Балицкий Я.Я., Липатов Л.Н. — ЯФ, 1978, т.28, с.822.
27. Gribov L.B., Levin E.M. Riskin M.G. — Phys. Rep., 1983, vol.100, p.1.
28. Fong C.P., Webber B.R. — Phys. Lett., vol.241B, p.255.
29. Peterson C. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.D27, p.105.
30. Paige F., Protopopescu S. — Brookhaven Report BN-38034, 1986.
31. Fox G.C., Wolfram S. — Nucl. Phys., 1980, vol.B168, p.285.
32. Sjostrand T. — Phys. Lett, 1985, vol.157B, p.321.
33. Berends F.A. et al. — Phys. Lett., vol.224B, p.237.
34. Marchesini G., Webber B.R. — Nucl. Phys., 1988, vol.B310, p.461.
35. Ellis R.K. et al. — Nucl. Phys., 1987, vol.B286, p.643.
36. Bengtsson M. et al. — Phys. Lett., 1987, vol.185B, p.435.
37. Odorico R. — Comp. Phys. Comm., 1984, vol.32, p.687.
38. Van Eijk B. — Preprint CERN-EP/85-121, 1985.
39. Bjorken J.D., Brodsky S.J. — Phys. Rev., 1970, vol.D1, p.1416.
40. Farhi E. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol.39, p.1587.
41. Counihan M.J. — Phys. Lett., 1975, vol.59B, p.367.
42. Georgi H., Machacek M. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol.39, p.1237.
43. Brandt S., Dahmen H.D. — Z. Phys., 1979, vol.C1, p.61.
44. Fox G.C., Wolfram S. — Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, p.1581.
45. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1985, т.44, с.995; 1988 т.48, с.841.
46. Hanson G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, vol.35, p.1609.
47. Bartel W. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.91B, p.142.
48. Berger Ch. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.91B, p.418.
49. Brandelik R. et al. — Phys. Lett., 1979, vol.86B, p.943.
50. Barber D.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.43, p.830.
51. Ellis J., Karliner I. — Nucl. Phys., 1979, vol.148B, p.141.
52. Kramer G. et al. — Phys. Lett., 1978, vol.79B, p.249.
53. Berend F.A., Kleiss R. — DESY Report 80/73, 1980.
54. Ellis J. et al. — Nucl. Phys., 1976, vol.B111, p.253.
55. Brandelik R. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.97B, p.453.
56. Hoyer P. et al. — Nucl. Phys., 1979, vol.B161, p.349.
57. Berger Ch. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.97B, p.459.
58. Behrend H.J. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.110B, p.329.
59. Stierman G., Weinberg S. — Phys. Lett., 1977, vol.39, p.1436.
60. Sjostrand T. — Comp. Phys. Comm., 1983, vol.28, p.229.
61. Bartel W. et al. — Zeit. Phys., 1986, vol.C33, p.23.
62. Flaugher B. — Fermilab-Conf-90/248-E, 1990.
63. Catani S. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B269, p.432.
64. Webber B.R. — Preprint CERN-TH.6706/92, 1992.
65. Kramer G., Lampe B. — Z. Phys. C., 1988, vol.39, p.101.
66. Abe K. — KEK — Preprint 90-23, 1990.
67. Acton P.D. et al. — Preprint CERN-PPE/92-18, 1992.
68. Akrawy M.Z. et al. — Z. Phys., 1991, vol.C49, p.375.
69. Altarelli G. — Preprint CERN—TH.6623/92, 1992.
70. Akrawy M.Z. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.235B, p.389.
71. Adeva B. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.248B, p.464.

72. Abreu P. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.247B, p.167.
73. Decamp D. et al. — CERN-PPE/90-176, 1990.
74. Dokshitzer Yu.L., Olsson M. — Lund Preprint LU TP92-17, 1992.
75. Catani S. et al. — Cambridge Preprint Cavendish-HEP-91/12, 1991.
76. Bethke S. et al. — Preprint CERN-PPE/91-36, 1991.
77. Ali A. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.B167, p.454.
78. Bethke S. et al. — Z. Phys., 1991, vol.C49, p.59.
79. Nachtmann O., Reuter A. — Z. Phys., 1982, vol.C16, p.45.
80. Abreu P. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.255B, p.466.
81. Abreu P. et al. — Preprint CERN-PPE/93-29, 1993.
82. Decamp D. et al. — Phys. Lett., 1992, vol.279B, p.411.
83. Alloff M. et al. — Z. Phys. C., 1984, vol.22, p.307.
84. Akrawy M.Z. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.247B, p.617.
85. Acton P.D. et al. — Preprint CERN-PPE/92-89, 1992.
86. Alloff M. et al. — Z. Phys., 1985, vol.C29, p.347.
87. Petersen A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.1954.
88. Braunshweig W. et al. — Z. Phys. C., 1989, vol.45, p.1.
89. Bartel W. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.123B, p.460.
90. Madaras R.J. et al. — Rencontre de Moriond on Strong Interactions and Gauge Theories, Les Arcs, 1980.
91. Kim Y.K. et al. — KEK Preprint 90-79, 1990.
92. Alexander G. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B265, p.462.
93. Acton P.D. et al. — Preprint CERN-PPE/93-02, 1993.
94. AFS-Collaboration — Proc. 21st Int. Conf. on High Energies Physics, Paris, 1982; J. Phys., 1982, vol.43, p.C3-122.
95. Gordon H. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1982, vol.196, p.303.
96. Akesson T. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.121B, p. 133; 1983, vol.128B, p.354.
97. Angelis A.L. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.126B, p.132.
98. Barranco Luque M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1980, vol.176, p.175.
99. Calvetti M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1980, vol.176, p.255.
100. Eggert K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1980, vol.176, p.213.
101. Albrow M. et al. — Preprint CERN-EP/87-55, 1987.
102. Beer A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.224, p.360.
103. Dialinas M. et al. — Preprint Orsay LAL-RT/83-14, 1983.
104. Conta C. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.224, p.65.
105. Borer K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.224, p.29.
106. Bosi F. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A283, p.532.
107. Ansari R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A279, p.388.
108. Ansari R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A263, p.51.
109. Alitti J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A279, p.364.
110. Abe E. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A271, p.387.
111. Crane D. — Preprint FERMILAB-Conf-91/238-E, 1991.
112. Pifer B. et al. — DO Design Report, Nov.1993, FERMILAB Int. Report.
113. Abolins M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.280A, p.36.
114. Alitti J. et al. — Preprint CERN-PRE/93-66, 1993.
115. Combrige B.L. et al. — Phys. Lett., 1977, vol.70B, p.234.
116. Cutler R., Silvers D. — Phys. Rev., 1978, vol.D17, p.196.
117. Kunszt Z., Pietarinen E. — Nucl. Phys., 1980, vol.B164, p.45.
118. Gottschalk T., Silvers D. — Phys. Rev., 1981, vol.D21, p.102.
119. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.118B, p.167.
120. Appel J.A. et al. — Z. Phys. C., 1986, vol.30, p.341.
121. Banner M. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.118B, p.203.

122. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.123B, p.115.
123. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, vol.62, p.613.
124. Bagnaia P. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.138B, p.430.
125. Ellis R., Sexton J. — Nucl. Phys., 1986, vol.B296, p.445.
126. Huth J.E. — Preprint FERMILAB-Conf-90/249-E, 1990.
127. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.132B, p.214.
128. Appel J. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.160B, p.349.
129. Alitti J. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.235B, p.363.
130. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.68, p.1104.
131. Harriman P. et al. — Phys. Rev., 1990, vol.D42, p.798.
132. Eichten E. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.50, p.811.
133. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.1376.
134. Bergman S.M. et al. — Phys. Rev., 1971, vol.D4, p.3388.
135. Rubbia K. — Preprint CERN-EP/84-55, 1984.
136. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.136B, p.294.
137. Collins J.C., Soper D.E. — Phys. Rev., 1977, vol.D16, p.2219.
138. Antoniou N.G. — Phys. Lett., 1983, vol.128B, p.257.
139. Abramowicz H. et al. — Z. Phys. C., 1982, vol.12, p.189.
140. Bagnaia P. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.144B, p.283.
141. Flaughar B. — Preprint FERMILAB Conf-91/235-E, 1991.
142. Abe F. et al. — Preprint FERMILAB-Pub 89/206-E, 1989.
143. Berends F. et al. — Phys. Lett., 1981, vol.103B, p.124.
144. Collins J.C., Soper D.E. — Phys. Rev., 1977, vol.D16, p.2219.
145. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.158B, p.494.
146. Andersson B. et al. — Phys. Rep., 1983, vol.97, p.31.
147. Ansari R. et al. — Z. Phys. C., 1987, vol.36, p.175.
148. Eichten E. et al. — Rev. Mod. Phys., 1984, vol.56, p.574.
149. Kunszt Z. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.164B, p.45.
150. Abe F. et al. — Preprint FERMILAB-Pub 91/181-E, 1991.
151. Alitti J. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B268, p.145.
152. Berman S.M. et al. — Phys. Rev., 1971, vol.D4, p.3388.
153. Rubbia C. — Preprint CERN-EP/84-55, 1984.
154. Albajar C. — Z. Phys. C., 1988, vol.36, p.33.
155. Bagnaia P. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.144B, p.291.
156. Collins J.C., Soper D.E. — Phys. Rev., 1977, vol.D16, p.2219.
157. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.65, p.968.
158. Altarelli G. — Phys. Rep., 1982, vol.81, p.1.
159. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.713.
160. Ellis S.D. — Preprint CERN-TH.6861/93, 1993.
161. Catani S. et al. — Preprint CERN-TH.6775/93, 1993.
162. Ellis S.D., Soper D.E. — Preprint CERN-TH.6860/93, 1993.
163. H1 Collaboration — Technical Proposal for the H1 Detector, 1986.
164. ZEUS Collaboration — The ZEUS Detector. Technical Proposal, 1986.
165. Abramowicz H. et al. — Preprint DESY 91-057, 1991.
166. Derrick M. et al. — Phys. Lett., 1993, vol.B306, p.158.
167. Wolf G. — Preprint DESY 92-190, 1992.
168. De Roeck A. — Preprint DESY 94-005, 1994.
169. Gluck M. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.D46, p.1973.
170. Abramowicz H. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.269, p.458.
171. Ryskin M.G. — Sov. J. Nucl. Phys., 1991, vol.53, p.668.
172. Banner R. et al. — Preprint CERN-79-02, p.592, 1979.
173. Wu S.L. — Z. Phys. C., 1981, vol.9, p.329.

174. Roudeau C. et al. — In: Proc. of ECFA Workshop on LEP200, ECFA 87/108, 1987, p.49.
175. Ansari R. et al. — Phys. Lett., 1987, vol.186B, p.452.
176. Alitti J. et al. — Z. Phys. C., 1991, vol.49, p.17.
177. Alitti J. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.249B, p.150.
178. Freeman J. et al. — Preprint FERMILAB-TM-1270, 1990.
179. Barger V. et al. — Phys. Lett., 1987, vol.194B, p.312.
180. Bartel W. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.146B, p.437.
181. Моисеев А.М. — В сб.: Труды 1-го Всесоюзного рабочего совещания «Физика на ВЛЭПП», 1991, т.1, с.99.
182. Fujii K. — In: Proc. of Int. Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders. Saariselka, Finland, 1991.
183. Fujii K. — KEK Preprint 90-187, 1991.
184. Baer H. et al. — Phys.Rev., 1989, vol.D39, p.3310.
185. Kiryunin A.E., Moiseev. A.M. — In: Proc. of the 5 Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, World Scientific, 1990, Singapore, p.380.
186. Кирюнин А.Е., Моисеев А.М. — Препринт ИФВЭ 91-11, 1991.
187. Кирюнин А.Е., Моисеев А.М. — ЯФ, 1993, т.56, с.186.
188. Кирюнин А.Е., Моисеев А.М. — ЯФ, 1993, т.56, с.195.
189. Denegri D. — In: Proc.Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 1990.
190. Pancheri G. et al. — Preprint CERN-PRE/92-001, 1992.

ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МНОГОПРОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ В ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ (ОИЯИ, PSI)

Н.П.Кравчук

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Сделан краткий обзор цилиндрических детектирующих систем на основе проволочных газонаполненных координатных счетчиков, анализ преимуществ и недостатков цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер (ЦМПК), а также особенностей, обусловленных цилиндрической геометрией. Описаны способы получения информации с ЦМПК. Рассмотрены технические трудности создания и эксплуатации ЦМПК, обращено внимание на принципиальные трудности при создании цилиндрических камер с малым количеством вещества. Приведены примеры использования ЦМПК в конкретных экспериментах по поиску редких процессов, проводимых на высокоинтенсивных пучках. Показано, что использование в подобных экспериментах ЦМПК с малым количеством вещества в рабочей зоне имеет принципиальное значение. Подробно описана конструкция и параметры камер, являющихся основными координатными детекторами спектрометров АРЕС (ОИЯИ) и SINDRUM (PSI).

Cylindrical detector systems on the basis of wire gaseous coordinate counters are briefly discussed. Advantages and disadvantages of Cylindrical Multiwire Proportional Chambers (CMPC) and several peculiarities caused by cylindrical geometry are analysed. Different methods of receipt for CMPC are described. Technical difficulties of construction and exploitation of the CMPC are considered. The attention is payed to principle difficulties in constructing the low quantity matter Cylindrical Multiwire Chambers. Presented are the examples of employment of CMPC in some experiments connected with the search for the rare processes with the use of high intensity beams. It is shown that using in similar experiments of the low quantity matter CMPC is of principal importance. The construction and characteristics of the chambers used as the coordinate detectors in the ARES (JINR) and SINDRUM (PSI) spectrometers are given in detail.

ВВЕДЕНИЕ

Достижения современной физики элементарных частиц во многом связаны с успехами в методике эксперимента. Это относится как к экспериментам в области все более высоких энергий, так и ко второму важному направлению — высокоточным экспериментам с многократным

увеличением статистики в уже освоенных энергетических областях. Высокоточные эксперименты по изучению редких и поиску запрещенных процессов и далее будут поставлять фундаментальные знания о физике частиц. Новая информация о процессах, происходящих с вероятностями менее 10^{-12} , может быть получена в экспериментах, выполненных на пучках с высокой интенсивностью при использовании широкоапертурных детектирующих систем с хорошим временным и пространственным разрешением. Развитие методики многопроволочных газонаполненных счетчиков и прогресс в электронике позволили создать детектирующие системы, адекватные поставленным задачам.

Наиболее широкое распространение в физическом эксперименте получили многопроволочные пропорциональные и дрейфовые камеры [1—4]. В данной работе рассматриваются пропорциональные камеры, которые имеют ряд привлекательных свойств:

- достаточно высокое временное и пространственное разрешение;
- небольшое мертвое время, позволяющее эффективно работать при больших нагрузках;
- возможность включения их в системы триггера и предварительного отбора информации;
- удобное для автоматизированной обработки представление информации;
- способность работать в магнитном поле;
- достаточная простота изготовления, позволяющая учитывать требования конкретного эксперимента.

Именно последнее свойство — конструкционная гибкость — дает возможность создавать цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры, окружающие область взаимодействия пучка с мишенью, и обеспечивать телесный угол регистрации, близкий к 4π ср. В большинстве современных детектирующих систем, особенно используемых на встречах пучков или при изучении редких распадов, центральная часть имеет цилиндрическую геометрию, в нее может входить несколько типов детекторов, в том числе и пропорциональные камеры. По информации, полученной с этих детекторов, производится пространственная реконструкция события: восстанавливается вершина события и траектория движения заряженных частиц. Пропорциональные камеры, как достаточно быстрые детекторы, включаются в логику систем запуска установок и в первичные системы отбора информации.

Используя способность газонаполненных детекторов работать в магнитном поле, центральную часть установок часто помещают в магнит. Это позволяет измерять знак заряда частицы и ее импульс по искривлению траектории движения заряженной частицы в магнитном поле. Обычно применяются магниты соленоидального типа, и детектирующая систе-

ма цилиндрической формы наиболее рационально заполняет рабочий объем магнита.

Другое преимущество цилиндрической геометрии — изотропия свойств в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, позволяет создавать простые и удобные системы получения и обработки информации, упрощать и унифицировать логику запуска установки и систем предварительной фильтрации информации.

Таким образом, выбор цилиндрической геометрии камер обеспечивает:

- 1) телесный угол регистрации, близкий к 4π ср;
- 2) оптимальное использование рабочего объема магнита;
- 3) изотропию свойств по углу в плоскости, перпендикулярной оси камер.

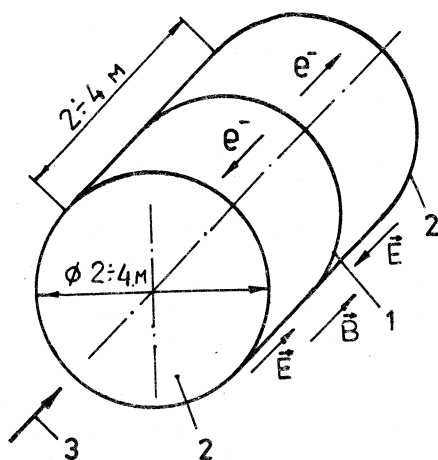
1. НЕКОТОРЫЕ ВАРИАНТЫ ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СИСТЕМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

В современных детектирующих системах цилиндрические структуры создаются из счетчиков, работающих на разных принципах и в разных режимах: сцинтилляционные счетчики, микрополосковые полупроводниковые детекторы, микрополосковые газоразрядные детекторы и другие типы газонаполненных детекторов.

Прежде чем перейти к подробному рассмотрению цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер, кратко остановимся на группе цилиндрических детектирующих систем на основе газонаполненных детекторов. В большинстве приведенных ниже детектирующих систем цилиндрическим является лишь объем, в котором они размещены, но используемые детекторы близки по принципу работы и характеристикам к пропорциональным камерам и поэтому целесообразно их перечислить, отметив наиболее яркие преимущества и недостатки.

Времяпроекционная камера (Time Projection Chamber). Примеры применения таких камер — это установки DELPHI, TOPAZ, ALEPH [5—7]. Основная задача детекторов этого типа — трехмерная реконструкция событий. ВПК представляет собой усовершенствованную ионизационную камеру большого размера. Как правило, это цилиндрический сосуд (рис.1) объемом в несколько кубических метров, заполненный рабочим газом или смесью газов. Весь цилиндрический сосуд обычно помещают в соленоидальный магнит, создающий магнитное поле, параллельное оси. Система электродов, расположенная вне чувствительного объема камеры, создает внутри цилиндра аксиально-симметричное электрическое поле, в котором электроны, образовавшиеся в газе вдоль пути заря-

Рис.1. Схематическое изображение время-проекционной камеры: 1 — высоковольтный электрод; 2 — торцевые двухкоординатные газоразрядные камеры; 3 — пучок



женной частицы, дрейфуют к основаниям цилиндра. На основаниях цилиндра располагаются газоразрядные камеры для регистрации двух координат события. Координата вдоль оси цилиндра определяется по времени дрейфа электронов до оснований цилиндра. Именно с большим расстоянием дрейфа связаны основные недостатки ВПК.

Времяпроекционные камеры обладают рекордной «прозрачностью», так как в чувствительном объеме камеры находится только рабочий газ, который может служить одновременно и мишенью.

«Образные», или «струйные» (pictorial, jet) дрейфовые камеры JADE, OPAL, H1 [8—10]. Камеры такого типа применяются в экспериментах с большой множественностью регистрируемых событий, когда число треков более 200 и высока их плотность. Цилиндрический чувствительный объем таких детекторов разбит на отдельные зоны, сектора, типа долек апельсина (рис.2). В каждом таком секторе электроды, расположенные параллельно оси цилиндра, формируют электрическое поле, обеспечивающее азимутальный дрейф электронов к чувствительному среднему электроду. Каждый трек детектируется в $40 + 200$ точках. За счет дискретности в азимутальном направлении длина дрейфа электронов не превышает 100 мм, это улучшает такие параметры детектора, как быстродействие и пространственное разрешение. Используя газы с низкой скоростью дрейфа электронов, можно улучшить пространственное разрешение детектора, правда, за счет ухудшения временных характеристик.

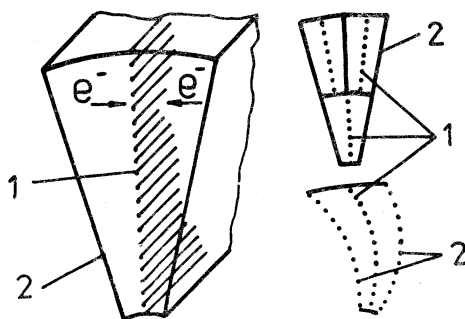


Рис.2. Схематическое изображение разных вариантов ячеек дрейфовой камеры типа JET: 1 — сигнальные проволочки; 2 — полеформирующие электроды

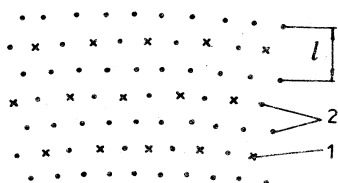


Рис.3. Пример расположения проволочек при сплошном заполнении цилиндрического объема дрейфовыми ячейками: 1 — сигнальные и 2 — полеформирующие проволочки

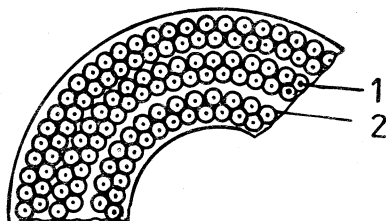


Рис.4. Пример заполнения цилиндрического объема дискретными счетчиками: 1 — сигнальная (анодная) проволочка; 2 — катод

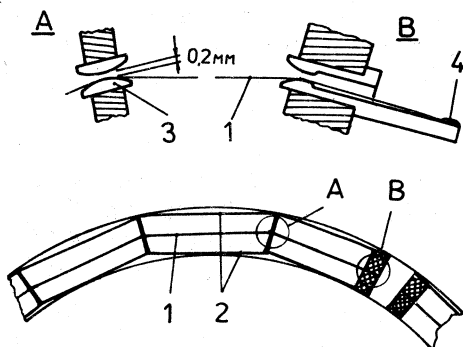
Сплошное заполнение цилиндрического объема дрейфовыми ячейками. Такие конструкции реализованы в детекторах ARGUS, HRS, VENUS [11—13]. Полеформирующие и сигнальные проволочки закрепляются на основаниях цилиндра и располагаются аксиально в определенной последовательности таким образом, что каждая сигнальная проволочка окружена полеформирующими (рис.3). Обычные размеры дрейфовой ячейки в таких камерах $l < 10$ мм. Такая более мелкая структура позволяет улучшить характеристики детектора, кроме того, идентичность всех дрейфовых ячеек удобна при измерении ионизационных потерь энергии. Большое число проволочек в таких конструкциях делает достаточно вероятным обрыв одной из них, а это выводит из строя всю камеру.

Этот недостаток отсутствует в случае заполнения цилиндрического объема отдельными счетчиками, например, «соломенными» трубками (straw), как в установках MARK III, HRS, MAC [14—16]. На рис.4 показано расположение трубок в установке MAC. Обычно трубки имеют диаметр $5 \div 8$ мм и длину $400 \div 800$ мм, изготавливаются из тонкого ($30 \div 100$ мкм), покрытого проводящим слоем майлара. В центре располагается анодная проволочка. Каждый такой счетчик имеет индивидуальные источник напряжения и газовое обеспечение, поэтому перекрестные помехи мало сказываются, и даже повреждение одного счетчика не влияет на работу детектора в целом.

Предпринимаются попытки создания структур, близких к цилиндрическим, за счет наматывания проволочек на расположенные по образующей цилиндра поддерживающие элементы. В камерах установки DMI [17] проволочки поддерживаются стеклянными нитями, конструкция Z-камеры установки H1 [18] показана на рис.5.

Основная задача, решаемая камерами такого типа, — получение координатной информации вдоль оси камеры. За сравнительную простоту

Рис.5. Устройство псевдоцилиндрической камеры с поддержками: 1 — сигнальная проволока; 2 — полеформирующие проволоочки; 3 — поддерживающий элемент; 4 — место припаивания проволоочки



получения координаты Z в камерах такой конструкции приходится расплачиваться появлением «мертвых» зон в месте закрепления (пайки) проволоочек или зон пониженной чувствительности в местах касания анодных проволоочек и поддерживающих элементов, а также внесением в чувствительную зону камеры дополнительного вещества.

Использование плоских микрополосковых полупроводниковых детекторов и приборов с зарядовой связью для создания детектирующих систем с цилиндрической геометрией рассмотрено в обзорах [19,20]. Для нас представляют интерес *микрополосковые газоразрядные детекторы* (МПГД) (MicroStrip Gas Detectors) [21,22]. Устройство такого детектора показано на рис.6. Основа детектора — подложка из изоляционного материала с нанесенными на ней проводящими полосками. На расстоянии 3—5 мм от подложки расположен передний катод из алюминированного майлара, промежуток заполняется газовой смесью типа используемых в пропорциональных камерах. Потенциалы на полеформирующих электродах (поз.2,3 и 4 на рис.6) обеспечивают на анодных полосках газовое усиление $\sim 10^4$. Загрузочные характеристики МПГД лучше, чем у обычных газоразрядных детекторов, по пространственному разрешению они уступают микрополосковым полупроводниковым детекторам, а по чувствительности превосходят [23].

Разработка МПГД на основе тонких (Kapton, Tedlar ~ 100 мкм) гибких пленок в качестве подложки [24], естественно, привела к соз-

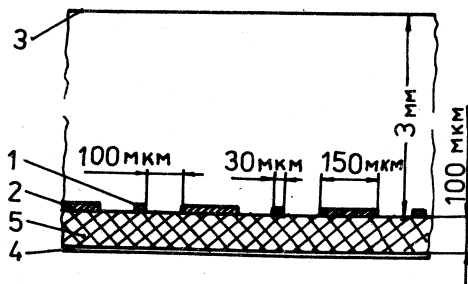


Рис.6. Поперечное сечение микрополоскового газоразрядного детектора: 1 — анодные полоски; 2 — разделительные (земляные) катодные полоски; 3 — передний (дрейфовый) катод из алюминированного майлара; 4 — задний катод; 5 — подложка

данию МПГД с цилиндрической геометрией. Это перспективное, многообещающее направление, но пока первая камера такого типа [25] имеет диаметр 20 мм и длину 80 мм при «толщине» 10^{-3} рад. длин.

2. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МНОГОПРОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ КЛАССИЧЕСКОЙ КОНСТРУКЦИИ

2.1. Принцип действия. Схема классической ЦМПК показана на рис. 7. Анодные проволоочки расположены по образующей цилиндра, между двумя коаксиальными цилиндрическими катодами. Катоды выполняются из проволоки или в виде сплошных цилиндров. Камеры наполняются газовой смесью на основе газа, в котором отсутствует прилипание электронов (обычно аргон), и различных добавок, обладающих гасящими свойствами и предотвращающих вторичную электронную эмиссию с катодов (углекислый газ, изобутан, метан и др.).

Эквипотенциали электрического поля вблизи тонкой анодной проволоочки имеют форму цилиндров, осью которых служит сама проволоочка. Напряженность электрического поля (E) вблизи анодных проволоочек, как и для цилиндрического счетчика*, равна $E = 2q/r_0$, где q — заряд на единицу длины проволоочки, r_0 — ее радиус.

Электроны, образованные в газе камеры после прохождения частицы, дрейфуют в электрическом поле к аноду. Вблизи анода они движутся в области с непрерывно увеличивающейся напряженностью электрического поля. На некотором расстоянии электроны начинают испытывать неупругие столкновения, образуя электронные лавины. Коэффициент газового усиления [26]:

$$A = \exp \sqrt{2a} N F(r_0) \sqrt{V_0} [\sqrt{V_0/V'} - 1],$$

где V_0 — потенциал приложенного внешнего поля; V' — пороговый потенциал, при котором вблизи поверхности проволоочки начинаются неупругие столкновения; r_0 — радиус анодной проволоочки; N — концентрация атомов газа, см^{-3} ; a — скорость роста сечения ионизации в зависимости от энергии,

$$F(r_0) = [(\pi L/S) - \ln(2\pi r_0/S)]^{1/2},$$

*В отличие от ЦМПК в цилиндрическом счетчике анодная проволоочка окружена цилиндрическим катодом.

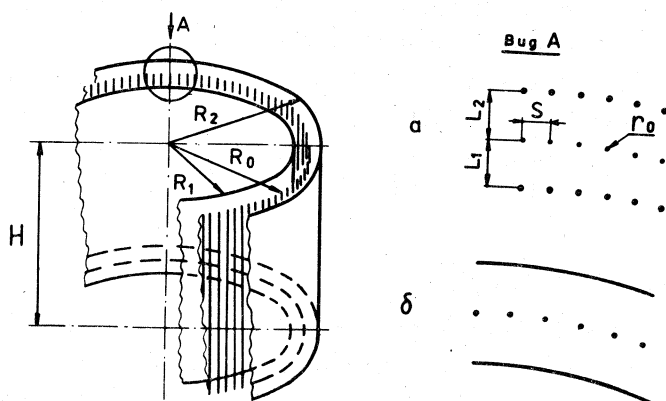


Рис. 7. Схематическое изображение двух вариантов цилиндрической многопроволочной пропорциональной камеры: *а* — с проволочными катодами, *б* — со сплошными катодами. R_0 — радиус анодного слоя проволочек; R_1 и R_2 — радиусы внутреннего и внешнего катодов; H — высота камеры; L_1 и L_2 — расстояние анод — катод; S — шаг анодных проволочек; r_0 — радиус анодных проволочек

где $L = L_1 = L_2$ — расстояние между катодами и анодом; S — расстояние между анодными проволочками. Для образования лавины, обеспечивающей коэффициент газового усиления $\sim 10^6$, электрон должен пройти расстояние 10—20 длин свободного пробега (~ 20 мкм для используемых газов). Газовое усиление происходит в малой области анодных проволочек, в остальном объеме электроны просто дрейфуют к аноду. Время этого дрейфа определяет временные характеристики камер. В применяемых обычно для пропорциональных камер газах скорость дрейфа электрона равна $0,03 \pm 0,1$ мм/нс (при нормальном давлении). В случае треков, проходящих между анодными проволочками ($S = 2$ мм), разрешающее время камеры ~ 20 нс.

Пространственное разрешение пропорциональных камер со съемом информации с каждой анодной проволочки определяется главным образом расстоянием между проволочками (S). Точность определения координаты частицы, пересекающей камеру перпендикулярно электродам, составляет $\sim S/3$. Это соответствует стандартному отклонению прямоугольного распределения с шириной S и подтверждено в работах, где использовались несколько пропорциональных камер и прямой трек восстанавливался с помощью трех камер.

Распределение потенциалов, полей и зарядов в ЦМПК при условии $R_0 \gg R_2 - R_1$ аналогично соответствующим распределениям в плоской камере. Для камер с $L_1 = L_2 = L > S \gg r_0$ получено выражение для действительной части потенциала V [27]:

$$V = q \left\{ \left(\frac{2\pi L}{S} \right) - \ln \left[4 \sin^2 \left(\frac{\pi x}{S} \right) + 4 \operatorname{sh}^2 \left(\frac{\pi y}{S} \right) \right] \right\},$$

$$\text{где } q = \frac{V_0}{2[\pi L/S - \ln(2\pi r_0/S)]}.$$

Если на камеру с $L = 6$ мм, $S = 2$ мм и $r_0 = 0,01$ мм подан рабочий потенциал ($\sim 3,6$ кВ), то напряженность электрического поля вблизи анодных проволочек $\sim 4 \cdot 10^5$ В/см, удельная емкость анодной проволочки относительно высоковольтных электродов составляет 4 пф/м. Реальная форма сигнала определяется полной емкостью канала относительно земли (20+100 пф), наибольший вклад в эту величину дают соединительный кабель и входная емкость предусилителя.

При коэффициенте газового усиления $\sim 10^6$ амплитуда импульсов с анодных проволочек (нагрузка при $R = 1$ кОм, $C = 15$ пф) равна нескольким милливольтам. Одновременно на катодных поверхностях индуцируется сигнал противоположного знака, но меньшей амплитуды. Увеличение сигнала с катодов достигается уменьшением зазоров анод — катод. При зазоре менее 2 мм падает эффективность регистрации из-за недостаточного количества образовавшихся первичных электронов (в обычно используемых газах). Эффективность регистрации

$$\eta = 1 - e^{-nl},$$

где n — первичная удельная ионизация для применяемого газа; l — расстояние, с которого собираются электроны.

Надо отметить, что переход на газы с большой первичной ионизацией и уменьшение зазора анод — катод позволяет улучшить временные характеристики камеры, но не улучшает их «прозрачность», так как у таких газов более высокая плотность и атомный номер Z .

Геометрические параметры камер и особенно их отклонения, неизбежные в реальных камерах, сильно влияют на работу камеры. Наибольшее влияние на величину сигнала с камеры имеет неоднородность шага анодных проволочек; так, неточность $\Delta S = 0,1$ мм вызывает изменение заряда на соседних проволочках $\Delta q/q = 8\%$. Смещение анодной проволочки по направлению к катоду влияет в гораздо меньшей степени, такое радиальное смещение проволочки на 0,1 мм вызывает изменение заряда на ней $\Delta q/q < 0,2\%$.

Эти и некоторые другие вопросы работы многопроволочных пропорциональных камер подробнее рассмотрены в [1,2,28,29].

2.2. Особенности цилиндрической геометрии. Как было показано выше, ЦМПК принципиально не отличаются от обычных плоских многопроволочных пропорциональных камер. Влияние цилиндричности сказывается только на формировании электрического поля вокруг анодной проволоочки.

Эффективная стабильная работа многопроволочных пропорциональных камер, как плоских, так и цилиндрических, в значительной степени зависит от устойчивости проволочек при воздействии на них электростатических и гравитационных сил, от точности пространственного расположения электродов камеры и пр. Для плоских камер эти вопросы подробно рассмотрены в [30—33]. В цилиндрических камерах специфический характер влияния на устойчивость проволочек имеют только электростатические силы. Устойчивое положение анодной проволоочки обеспечивается выполнением условия равенства поверхностных плотностей зарядов анодной проволоочки при любом ее диаметральном сечении.

В плоских камерах для выполнения этого условия достаточно симметрично расположить катоды относительно анода (при одинаковых потенциалах катодов). В цилиндрических камерах для устойчивости анодных проволочек требуется выполнение дополнительных условий.

Для иллюстрации возникновения радиальной неустойчивости анодных проволочек рассмотрим упрощенную модель камеры — двойной цилиндрический коаксиальный конденсатор, на среднем цилиндре которого имеются разрезы по образующей цилиндра. Разности потенциалов между цилиндрами равны

$$V_1 = \frac{q_1}{2\pi\epsilon} \ln(R_1/R_0), \quad -V_2 = \frac{q_2}{2\pi\epsilon} \ln(R_2/R_0),$$

где R_0 , R_1 и R_2 — радиусы цилиндров ($R_1 < R_0 < R_2$); V_1 и V_2 — разности потенциалов между цилиндрами с R_1 , R_2 и R_0 ; q_1 и q_2 — поверхностный заряд на единицу длины цилиндра; ϵ — диэлектрическая проницаемость среды. Для обеспечения устойчивости среднего цилиндра необходимо выполнение условия

$$q_1 = q_2, \quad \text{или} \quad \frac{V_1}{\ln(R_1/R_0)} = \frac{V_2}{\ln(R_2/R_0)}.$$

Пусть $V_1 = V_2$, тогда устойчивость среднего цилиндра возможна только при условии $R_0^2 = R_1 R_2$.

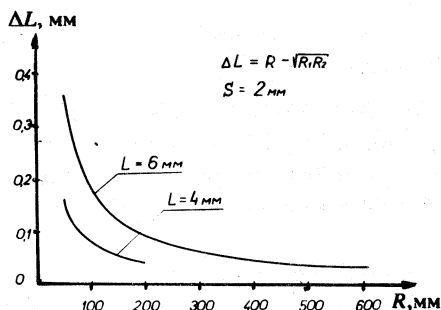


Рис.8. Необходимая асимметричность в положении электродов цилиндрической камеры, обеспечивающая устойчивое положение анодных проволочек в зависимости от радиуса камеры R и расстояния анод — катод L при $V_1 = V_2$

Такой же результат был получен в [34,35] при анализе электростатических сил, действующих на проволочный анод цилиндрической камеры.

Введем величину ΔL , характеризующую необходимую асимметрию камеры, для получения устойчивого положения анодных проволочек:

$$\Delta L = (R_1 + R_2)/2 - \sqrt{R_1 R_2}.$$

Зависимость ΔL от $R = (R_1 + R_2)/2$ показана на рис.8.

Видно, что для камер с радиусом $R > 250$ мм поправка ΔL меньше реальной точности изготовления отдельных деталей камер, и поэтому обычно принимается $L_1 = L_2$.

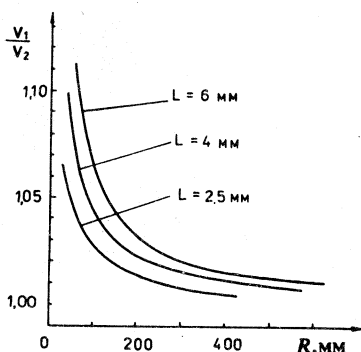
Условие устойчивости анодных проволочек в цилиндрической камере ($q_1 = q_2$) можно обеспечить и за счет изменения потенциала на одном из катодов при одинаковом расстоянии между электродами $L = R_2 - R_0 = R_0 - R_1$, когда $R^2 \neq R_1 R_2$:

$$V_1/V_2 = \frac{\ln [R_0/(R_0 - L)]}{\ln [(R_0 + L)/R_0]}.$$

Отношение напряжений V_1/V_2 в зависимости от радиуса камеры для разных L показано на рис.9. Из рисунка видно, что для камер с обычно используемыми параметрами и радиусом более 50 мм при условии $\Delta L = 0$ устойчивость анодных проволочек обеспечивается, когда $V_1/V_2 \leq 1,05$. С учетом рабочих напряжений камер это соответствует разности напряжения на внутреннем и наружном катодах меньше 100 В.

Таким образом, практически компенсировать неустойчивость анодных проволочек, связанную с цилиндрической геометрией, можно двумя способами, варьируя геометрические параметры — зазоры анод—катод (L_1 и L_2) или напряжение на катодах (V_1 и V_2).

Рис.9. Соотношение напряжений на внутреннем V_1 и наружном V_2 катодах, необходимое для обеспечения устойчивости анодных проволочек в зависимости от радиуса камеры R и расстояния анод — катод L при $L_1 = L_2 = L$



2.3. Считывание информации. Основной и наиболее простой способ определения координат события при работе с плоскими многопроволочными камерами — это расположение двух слоев проволочек под углом и определение координат события по номерам сработавших проволочек. В ЦМПК возможности пространственной ориентации проволочек ограничены. Свободно натянутые проволочки в цилиндрической камере могут располагаться только по образующей цилиндра (или под небольшим углом — в гиперболических камерах). Две координаты события в ЦМПК определяются радиусом камеры и номером сработавшей проволочки. Координату события вдоль оси камеры (Z) можно определить несколькими способами:

- 1) по индуцированным сигналам на разделенном на отдельные зоны катоде [36,37];
- 2) из сопоставления сигналов с двух слоев проволочек, расположенных под разными углами [38,39];
- 3) из анализа времени прихода индуцированных сигналов на концы специальных линий задержки, расположенных параллельно анодным проволочкам [40,41];
- 4) из анализа отношения величин сигналов, приходящих на концы анодной проволочки, обладающей значительным сопротивлением [42,43].

В ЦМПК наиболее часто реализуют *первый способ* определения координаты Z по сигналам, индуцированным на винтовые проводящие полоски, на которые разделены катоды. Принцип определения Z координаты виден из рис.10, где для наглядности цилиндрические катоды с полосками показаны в развернутом виде.

Используя известные углы наклона полосок и другие параметры, определяют координаты трека: вдоль оси Z и азимутальную. Точность определения координаты таким способом зависит от расстояния между полосками (S), угла наклона полосок к образующей цилиндра (α), точ-

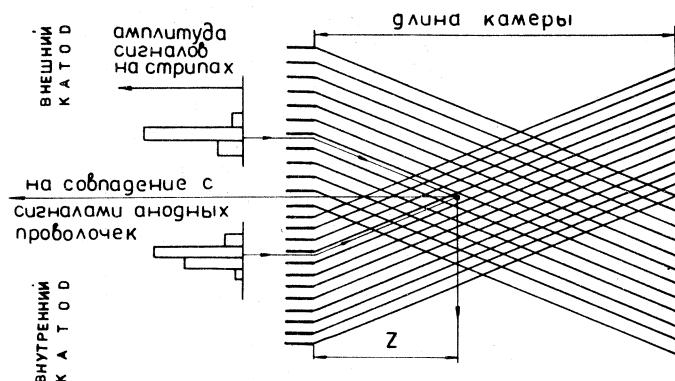


Рис.10. Иллюстрация принципа определения координаты Z вдоль оси камеры

ности геометрического расположения полосок и решающим образом — от способа обработки сигналов с полосок.

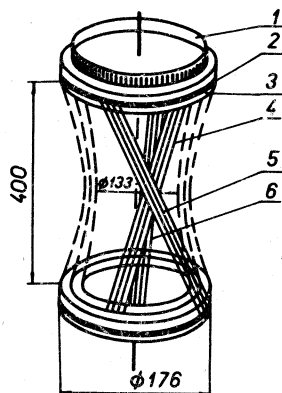
При дискретном съеме информации, например, по номеру стрипа с максимальной амплитудой сигнала, координата Z определяется с точностью $\sigma_z = S/12^{1/2} \sin \alpha$.

Уменьшение шага S приводит к увеличению необходимого числа каналов электроники. Увеличение угла α ограничено условием однозначности в определении координаты Z — полоска должна делать меньше одного витка на цилиндре.

В случае применения метода измерения Z -координаты по центру тяжести амплитуды индуцированного на катодных полосках сигнала точность определяется, в основном, качеством электроники — точность преобразователей амплитуда — код. При условии, что достаточный сигнал индуцируется на 3—5 полосках (шаг полосок примерно равен расстоянию анод — катод), достижима точность меньше 40 мкм [44].

Варианты, когда полоски расположены перпендикулярно к оси цилиндра ($\alpha = 90^\circ$) или когда катоды разделены на площадки, позволяют быстро получать информацию о координате Z (при дискретном съеме сигнала), но применяются реже из-за трудностей со съемом информации с полосок или площадок. В этих случаях места подсоединения контактов находятся на поверхности катодных цилиндров в рабочей зоне камеры, а не на фланцах, как в случае с наклонными полосками. Кроме этого, вариант с площадками требует большого числа каналов электроники, при одинаковых требованиях к точности.

Рис.11. Схема гиперболической камеры: 1 — печатная плата для припаивания катодных проволочек; 2 — поясок для припаивания катодных проволочек; 3 — фланец; 4 — анод; 5 — внешний катод; 6 — внутренний катод



Второй способ определения координаты Z применяется в цилиндрических камерах, проволочки которых навиты на поддерживающий цилиндр [38], и в гиперболических камерах [39,45]. В этом случае используется дискретная информация с анодных проволочек, и координатная точность, аналогично варианту с катодными полосками, определяется углом наклона проволочек и расстоянием между ними.

В гиперболической многопроволочной пропорциональной камере (рис.11) [45] нити натягиваются под углом к оси, и их огибающие образуют коаксиально расположенные гиперболические поверхности электродов (однополюсные гиперболоиды вращения). Использование такой камеры в сочетании с цилиндрической или гиперболической камерой (имеющей другой угол наклона анодных проволочек) позволяет по номерам сработавших анодных проволочек получить полную информацию о координатах события. Можно обойтись одной гиперболической камерой, если обрабатывать индуцированные сигналы с отдельных катодных проволочек, расположенных под разным углом на внутреннем и наружном катодах.

Основное преимущество гиперболической камеры — возможность измерять координату Z при малом количестве вещества в рабочей зоне. К недостаткам следует отнести низкую точность в определении координаты Z , что связано с малым углом наклона проволочек. Увеличение угла наклона приводит к уменьшению диаметра камеры на полувысоте, и, соответственно, увеличивается пространство, занимаемое камерой, особенно для камер с малым (по отношению к высоте) диаметром.

При реализации третьего способа получения координаты Z линия задержки размещается рядом с катодом или сам катод совмещается с линией задержки. Сигнал, индуцированный на линии задержки, распространяется к обоим ее концам с известной скоростью. Координата электронной лавины на анодной проволочке определяется по разнице во времени появления сигнала на проволочке и на конце линии задержки.

Для улучшения пространственного разрешения надо применять более медленные задержки, но они содержат большее количество вещества и, следовательно, ухудшают «прозрачность» камеры.

Четвертый способ получения координаты Z — метод деления токов — основан на измерении токов на обоих концах анодной проволоочки. Токи разделяются в соответствии с сопротивлением участков проволоочки по одну и другую стороны от места развития электронной лавины. Для уменьшения погрешности измерения применяют анодные проволоочки из материалов с высоким сопротивлением. Обычно достигаемая точность измерения координаты Z этим методом невысока: $\Delta Z/Z \sim 1\%$.

Два последних способа получения второй координаты не имеют специфических особенностей, связанных с цилиндрической геометрией камер, и поэтому рассмотрены менее подробно.

2.4. Технические трудности создания и эксплуатации ЦМПК. Сложность создания любой поверхности второго порядка, в том числе и цилиндрической, по сравнению с плоской очевидна. Необходимо подчеркнуть принципиальные проблемы, возникающие при «скручивании» плоской камеры до полностью цилиндрической.

— *Отсутствуют фланцы вдоль одного направления* и, соответственно, исключается возможность иметь опору (без внесения дополнительного опорного элемента) для закрепления и поддерживания в натянутом состоянии проволочек или пленок в этом направлении. Сокращаются возможности для размещения контактных разъемов, электроники и пр.

— *Значительно сложнее стадия изготовления* цилиндрических камер по сравнению с плоскими. Элементы (анодные и катодные электроды, защитные окна и др.) плоских камер могут изготавливаться независимо друг от друга на однотипных рамках и затем собираться в готовые камеры или блоки камер. Элементы цилиндрических камер по такому параметру, как диаметр, унификации не поддаются, а изготовление ЦМПК напоминает поэтапную сборку «матрешки».

— С большими сложностями приходится сталкиваться при *создании разборных цилиндрических камер*. Необходимость разобрать камеру может возникнуть, например, для замены в случае обрыва одной из проволочек анода. При числе проволочек в камерах от сотни до нескольких тысяч и их диаметре $15 \div 25$ мкм вероятность обрыва реальна.

В случае плоского варианта есть несколько способов извлечения средней плоскости из стопки. Сборка и разборка коаксиально расположенных цилиндров возможна только вдоль общей оси цилиндра. Положение осложняется тем, что некоторые из элементов цилиндрических многопроволочных камер в отдельном виде имеют неустойчивое состояние. Например, извлеченный из плоской камеры анодный электрод представляет собой жесткую рамку с натянутыми проволочками. Анодный электрод цилиндрической камеры — это два кольца, соединенных тонкими проволочками, и трудно представить его отдельное существование.

Проволочки анодного электрода цилиндрической камеры обычно закрепляются на фланцах внутреннего катода, поддерживаемых опорным цилиндром. Если наружный катод не имеет своего опорного цилиндра, то конструкция камеры неразборная, так как число независимых частей, на которые может разбираться камера, равно числу опорных элементов в ней. Практически удастся сделать только полуразборные ЦМПК, разбирающиеся на две части: внутренний катод с анодом и наружный катод.

— *Трудность создания ЦМПК с малым количеством вещества.* В случае плоских камер поддерживающие фланцы располагаются по периферии рабочей зоны камеры, и проблем с «прозрачностью» не возникает. В случае цилиндрической камеры треки регистрируемых частиц обычно начинаются на общей оси и пересекают опорные цилиндры, на которых закреплены фланцы камеры. Улучшить «прозрачность» цилиндрической камеры можно, уменьшив количество вещества в опорных цилиндрах или вынося опорные элементы наружу. Цилиндрические камеры часто используются в сборках из нескольких коаксиально расположенных камер, опорный элемент в таких конструкциях надо выносить за габарит наружной камеры. Пример реализации такой конструкции в спектрометре АРЕС будет рассмотрен ниже.

Трудности сборки-разборки одной ЦМПК и унификации ее элементов присущи и системе из нескольких коаксиально расположенных цилиндрических камер, но на более общем уровне.

Еще одна особенность ЦМПК связана с тем, что они обычно размещаются в ограниченном рабочем объеме магнита и необходимо с максимальной пользой использовать этот объем. Поэтому конструктивные элементы камер должны иметь минимальные размеры.

2.5. Особенности некоторых требований к ЦМПК. Не будем останавливаться на таких общих требованиях, предъявляемых к координатным детекторам, как координатная точность, хорошие временные характеристики, высокая эффективность и надежность. Подчеркнем только большое значение последнего требования именно для цилиндрических камер. Высокая надежность — это необходимое условие при использовании камер в сложной установке, когда замена камеры связана с большими затратами времени, а сеансы по набору статистики длительны.

Ранее говорилось о трудности создания ЦМПК с малым количеством вещества, необходимо отметить важность выполнения этого условия.

Точность пространственного восстановления события, способность регистрировать частицы с низкими энергиями, точность измерения импульса заряженной частицы по траектории ее движения в магнитном поле и минимальная его измеряемая величина — все это прямо связано с «прозрачностью» камер — с потерей энергии частицами в веществе камер и их многократным рассеянием.

Для однозарядных частиц с энергиями 10+150 МэВ энергетические потери складываются из потерь на ионизацию и возбуждение ядер и потерь энергии на тормозное излучение. Потери энергии на ионизацию и возбуждение ядер составляют $1,5+3$ МэВ см²/г и мало зависят от атомного номера материала среды (Z) и энергии частиц. Потери энергии на тормозное излучение (радиационные потери) можно определить из выражения [46]:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{рад}}}{(dE/dx)_{\text{ион}}} \sim \frac{EZ}{800},$$

где E — кинетическая энергия частицы в МэВ.

Таким образом, изменение радиуса траектории заряженных частиц в магнитном поле из-за энергетических потерь можно учесть, зная характеристики частиц и среды. Дополнительная неопределенность возникает из-за невозможности точно определить траекторию движения частицы в неоднородной среде. Большое количество слоев проволочек с шагом ~ 2 мм делают вероятность попадания в проволочку достаточно высокой, а полная потеря энергии электрона ($E_e = 50$ МэВ) при прохождении через середину проволочки (вольфрам, диаметр равен 0,02 мм, или бронза, диаметр — 0,1 мм) составляет $\sim 0,5$ МэВ.

Аналогичные трудности возникают с учетом многократного рассеяния частиц, имеющего случайный характер. Заряженная частица, проходящая через слой вещества, многократно испытывает кулоновское рассеяние на небольшие углы. Мерой рассеяния служит среднеквадратичный угол рассеяния θ [47]:

$$\theta = \frac{l}{pj} K(j, q, t)$$

В этом выражении частица характеризуется зарядом q , импульсом p и относительной скоростью j , а среда — радиационной длиной l . Величина $K(j, q, t)$ — так называемая константа рассеяния — слабая, почти логарифмическая функция указанных параметров. Для качественного анализа зависимости величины рассеяния однозарядных частиц от параметров, характеризующих частицу и среду, выражение для угла рассеяния можно записать в виде

$$\theta \cong \frac{Z(l\rho)^{1/2}}{pj},$$

где l — длина траектории, ρ — плотность среды, остальные обозначения прежние.

Для восстановления полной картины событий, в которых участвуют гамма-кванты, необходимо их регистрировать. Непосредственно пропор-

циональная камера гамма-кванты не регистрирует, но они могут быть зарегистрированы по ионизационному эффекту, создаваемому вторичными заряженными частицами. Гамма-кванты, проходя через материальную среду, могут поглощаться атомами среды (фотоэффект), испытывать рассеяние на атомных электронах (комptonовское рассеяние) и конвертировать в электрон-позитронные пары в электрическом поле ядер. В области малых энергий гамма-кванта основным механизмом его взаимодействия с веществом является фотоэффект. В промежуточной области — эффект Комптона. При энергии гамма-кванта $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1,022$ МэВ возможен процесс образования электрон-позитронных пар, а для более энергичных гамма-квантов — это преобладающий механизм их взаимодействия с веществом. Суммарное сечение для этих процессов

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_\pi,$$

где $\sigma_\phi \sim Z^5/E_\gamma^{7/2}$ — сечение фотоэффекта; $\sigma_k \sim Z/E_\gamma$ — сечение эффекта Комптона; $\sigma_\pi \sim Z^2 \ln 2E_\gamma$ — сечение эффекта образования пар.

Обычно гамма-кванты детектируются по факту образования конверсионной электрон-позитронной пары или в калориметре полного поглощения. В первом методе пропорциональные камеры располагаются за конвертором гамма-квантов и регистрируют электрон-позитронные пары, образовавшиеся в конверторе, во втором — пропорциональные камеры располагаются перед калориметром, регистрирующим гамма-кванты. В обоих методах необходимо уменьшить вероятность взаимодействия гамма-кванта с материальной средой пропорциональной камеры, так как каждый акт взаимодействия приводит либо к полному исчезновению кванта, либо к существенному изменению направления его движения, и при этом возможно возникновение электрон-позитронной пары или быстрого электрона. Все это затрудняет идентификацию первичного процесса.

Из перечисленного видно, что необходимо стремиться к уменьшению количества вещества в рабочей зоне детекторов и к использованию материалов с малым атомным номером Z .

3. ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЦМПК

Преимущества цилиндрических пропорциональных камер настолько привлекательны, что все рассмотренные выше трудности, связанные с цилиндрической геометрией, не останавливают их применение в экспериментах. За время с момента создания первых ЦМПК [38, 48—50] до на-

**Таблица 1. Примеры использования цилиндрических
многопроволочных пропорциональных камер в установках**

Установка, лаборатория	Число камер	Размер камер (полезный), мм		Число сигналь- ных провол.	Колич. вещества на камеру		Лите- ратура
		длина	радиус		мг/см ²	(р.дл.) 10 ⁻³	
ASTERIX, ORSAY	2	960, 1070	700, 870	3608	—	3,2, 5,0	[51]
CLEO, CLNS	3	790	108+154	720	500/3*	25/3	[52]
Exp.E68, KEK	4	684	120+215	1060	160	—	[53]
LASS, SLAC	6	1000, 870	60+490	3882	110	—	[54]
NA-1, LNF	4	500	30+120	900	48	—	[55]
UA-2, ORSAY	5	800+1800	100+355	2688	—	2,3+2,6	[56]
L3, LEP	2	1068	468, 490	2430	—	20/2	[57]
CMD-1, BINP	2	800	306, 324	1408	—	24/2	[58]
H-1, DESY (PSI)	2	2190	157, 166	960	102,4	1,4	[59]
SINDRUM, PSI	5	360+800	64+320	2890	31+64	0,8+1,8	[60]
СИГМА-АЯКС, ОИЯИ	4	760	64+223	512	375	—	[61]
АРЕС, ОИЯИ	18**	360+600	64+520	14016	38/2+180	1,6/2+4,6	[62]

*Неделимые блоки из трех (двух) камер.

**Минимальное количество вещества (19 мг/см² на одну камеру) имеют 12 из 18 камер.

стоящего времени они заняли прочное место во многих установках. Для иллюстрации в табл.1 перечислен ряд установок, в которых использовано две и более ЦМПК и приведены некоторые параметры этих камер.

Подробно остановимся на нескольких экспериментах (табл.2), в которых используется ЦМПК. Это эксперименты по проверке основополагающих законов физики, изучению фундаментальнейших свойств частиц. Разные стадии реализации проектов, от осуществленных до планируемых, говорят о неслучайности данного методического подхода к решению поставленных задач.

Общее в этих экспериментах то, что вероятности изучаемых (искомых) процессов крайне низки (от $\sim 10^{-8}$ до $< 10^{-12}$), поэтому они выполняются на пучках высокой интенсивности, используется широкоапертурная аппаратура с высоким пространственным и временным разрешением. Регистрируемые частицы имеют относительно низкую энергию (< 150 МэВ), и в этом же энергетическом диапазоне находятся продукты

Таблица 2

Установка, институт	Процесс	Интенсивность (ост./с)	Достигнутый (планируемый) результат	Регистр. частицы	Энергия регистр. част., МэВ
АРЕС, ОИЯИ	$\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$	$6 \cdot 10^5$	$W < 10^{-11}$ (1990 г.)	e^+, e^-	< 53
	$\pi^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \nu$	$6 \cdot 10^5$	$W < 9,1^{-9}$ 8 событий (1990 г.)	e^+, e^-	< 70
	$\pi^+ p \rightarrow e^+ e^- n$	$10^5 - 10^6$	(1994–1995 гг.)	e^+, e^-	< 140
SINDRUM-1, PSI	$(\mu^+ e^-) \rightarrow (\mu^- e^+)$	10^7	$W < 5 \cdot 10^{-9}$ (1993 г.) $W < 10^{-11}$ (1994 г.)	$e^-, (e^+)$	< 53
Crystal-sphere, PSI	$\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$	$5 \cdot 10^6$	$W \sim 10^{-8}$ улуч. точн. с 4% до 0,2% (1994–1995 гг.)	e^+	< 4

распада пионов и мюонов, дающие основной вклад в фоновую загрузку детекторов. Как уже говорилось (п.2.5), для регистрации и восстановления траектории движения электронов и позитронов с такими энергиями важно иметь детекторы с малым количеством вещества в рабочем объеме, которые выполнены из материалов с малым атомным номером.

3.1. Спектрометр АРЕС (ОИЯИ). Поиск распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ [63].

Эксперименты по поиску распадов типа $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$, $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, конверсии $\mu^- \rightarrow e^\pm$ и $(\mu^+ e^-) \rightarrow (\mu^- e^+)$ — одно из важных направлений исследований в физике слабых взаимодействий. Эти процессы запрещены в стандартной модели электрослабого взаимодействия законом сохранения мюонного числа, отличающего мюоны от электронов и мюонные нейтрино от электронных нейтрино. В ряде предложенных теорий, допускающих существование массивных нейтрино, горизонтальных калибровочных бозонов, преонов или суперсимметричных частиц, возможны подобные процессы, происходящие с несохранением мюонного числа.

Прогресс экспериментальных исследований в этом направлении дает возможность оценить реальность отдельных теоретических подходов и внести вклад в решение фундаментальных вопросов современной физики.

В эксперименте по поиску распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$ одновременно набиралась статистика для изучения электрослабого распада пиона $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e e^+ e^-$ [64], дающего возможность исследовать структуру пиона, определить электромагнитный радиус пиона, проверить CVC- и PCAC-гипотезы. В экспериментальном плане эти распады удобны тем,

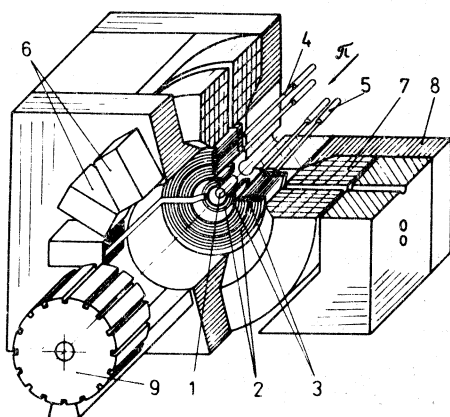


Рис.12. Общий вид спектрометра АРЕС: 1 — мишень; 2 — ЦМПК 1+18; 3 — сцинтилляционные счетчики; 4 — световоды; 5 — ФЭУ; 6 — электроника ЦМПК; 7 — обмотки магнита; 8 — ярмо магнита; 9 — полюса магнита

что имеется возможность эффективно регистрировать и идентифицировать их по трем заряженным частицам. Эксперимент был выполнен в ЛЯП ОИЯИ на мюонном канале фазотрона на магнитном спектрометре АРЕС (анализатор редких событий) [65].

Общее устройство магнитного спектрометра АРЕС показано на рис.12. Спектрометр состоит из детектирующей части, включающей в себя ЦМПК, сцинтилляционные счетчики, конвертор и мишень; магнита, создающего равномерное магнитное поле в детектирующей части; системы запуска установки; систем съема и обработки информации.

Основными координатными детекторами спектрометра АРЕС являются 18 коаксиально расположенных ЦМПК с малым количеством вещества в рабочем объеме [62,66]. Используемые камеры делятся на два типа: регистрирующие только азимутальную координату и двухкоординатные — регистрирующие азимутальную и осевую (Z) координаты. Параметры ЦМПК спектрометра АРЕС приведены в табл.3. Фигурными скобками отмечены блоки из двух камер, выполненные как одно целое и имеющие общий газовый объем. Число анодных проволочек в камерах кратно 32 для унифицирования систем электроники. Шаг катодных проволочек во всех камерах (с катодом типа II) — 2 мм.

Катоды двухкоординатных камер (тип I) выполнены на основе лавсановых сплошных цилиндров и имеют алюминиевые винтовые полоски. В табл.3 приведено количество и угол наклона полосок к образующей цилиндра. Направление закручивания полосок на внутреннем и наружном катодах противоположное. Обработка сигналов, индуцированных на полосках, дает полную информацию об осевой и азимутальной координатах трека частицы. ЦМПК 1 имеет дополнительный третий слой катодных полосок на наружном катоде, информация с которых помогает устранять неоднозначность в определении координаты вдоль оси камеры при регистрации событий с двумя и более треками.

По типу конструкции камеры делятся на самоподдерживающиеся и растягиваемые. Последний столбец табл.3 содержит сведения о суммар-

Таблица 3. Основные параметры цилиндрических пропорциональных камер спектрометра АРЕС

[illegible]

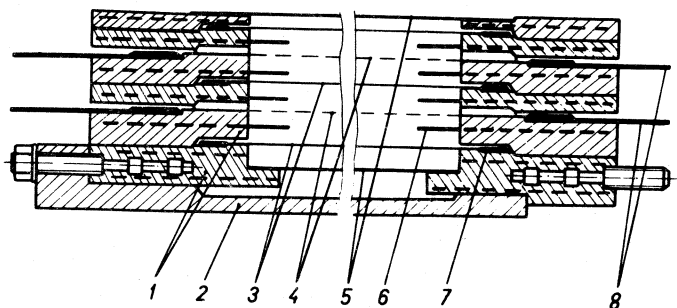


Рис. 13. Сечение растягиваемой ЦМПК (камера показана на технологической оснастке, ось вращения проходит горизонтально, внизу): 1 — кольца, образующие фланцы камеры; 2 — распорный элемент; 3 — катодные проволоочки; 4 — анодные проволоочки; 5 — защитные ограничительные оболочки; 6 — охранный кольцо; 7 — место запаивания катодных проволоочек; 8 — платы для распайки анодных проволоочек

ном количестве вещества в камерах. Видно, что в самоподдерживающихся камерах (1, 2 — 3, 4, 9 и 13) основной вклад в эту величину дают опорные цилиндры.

Высокой прозрачности детектирующей области спектрометра удалось достигнуть, используя большинство камер (12 из 18) растягиваемого типа. Схематически конструкция блока из двух растягиваемых камер (ЦМПК 5—6) показана на рис. 13. Первоначально кольцевые фланцы 1 закрепляются на технологическом внутреннем опорном элементе 2, имеющем форму цилиндра. Между фланцами по образующим цилиндра натягиваются проволоочки. Проволоочки, расположенные на одном диаметре, образуют электроды камеры 3, 4. Во время установки камеры на рабочее место фланцы закрепляются на конструктивных элементах общего бокса детектирующей части, а внутренний опорный элемент удаляется, при этом заданное натяжение проволоочек поддерживается наружной оболочкой бокса. В детектирующем объеме остаются только проволоочки электродов, рабочий газ и ограничивающие газовый объем лавсановые пленки 5.

По такой технологии изготавливаются цилиндрические камеры с рекордно минимальным количеством вещества в рабочем объеме. В табл. 4 приводится состав и количество вещества в блоке из двух растягиваемых камер (ЦМПК 5—6), показанном на рис. 13.

Видно, что основной вклад вносят защитные лавсановые окна. Общее количество вещества в камерах, изготовленных по такой технологии,

Таблица 4. Данные о веществе в блоке
из двух растягиваемых камер спектрометра АРЕС

Элементы камеры	Материал	Колич., шт.	Толщина, мм	Атомный номер Z	Кол. вещества, мг/см ²
Защитные окна	Лавсан	2	0,1	~ 7	2·13,9
Катод	БрБ2	3	Ø 0,1 (шаг 2)	~ 29	3·3,3
Анод	W(Re) позол.	2	Ø 0,02 (шаг 2)	~ 74	2·0,3

Всего на две камеры: 38,3

легко можно довести до 5,5 мг/см² на одну камеру — величины, сравнимой с вкладом рабочей смеси газов. Для этого надо уменьшить толщину лавсановых окон до 0,02 мм и сделать катоды из провода Ø 0,05 мм с шагом 1 мм [67].

Во всех растягиваемых камерах спектрометра определяется только азимутальная координата события по номеру сработавшей проволоочки.*

Двухкоординатные камеры выполнены в самоподдерживающемся варианте. Фланцы таких камер закреплены на тонкостенном опорном цилиндре, который поддерживает анодные проволоочки в натянутом состоянии. Катоды выполнены в виде сплошных лавсановых цилиндров, на внутренних** поверхностях которых имеются винтовые проводящие (Al) полоски. Внутренний катод совмещен с опорным цилиндром, а наружный служит одновременно газоограничительной оболочкой. Необходимая точность и прочность катодного и опорного цилиндров обеспечиваются склеиванием их из нескольких слоев лавсановой пленки, выкроенной специальным образом.

Камеры работают на смеси газов: аргон (Ar) — 82,6%, изобутан (i-C₄H₁₀) — 17%, фреон (CBrF₃) — 0,4% при атмосферном давлении в режиме непрерывного продувания.

Рабочее напряжение камер спектрометра АРЕС лежит в диапазоне 1,8+3,6 кВ. Большой разброс связан с разным зазором анод — катод, разным шагом анодных проволоочек и разным типом катодов в камерах. Во всех камерах отрицательное высокое напряжение подается на катодные электроды, а анодные проволоочки заземлены через сопротивление (1 кОм), с которого и снимается сигнал.

*Определить вторую координату в камере такой конструкции можно, используя метод деления токов (п.2.3).

**Здесь и далее — по отношению к аноду.

Двухкоординатные камеры выполнены с двумя разными конструкциями катодов и схемами высоковольтного питания и съема информации. В одном случае высокое напряжение подается на катодные полосы, расположенные на внутренней стороне лавсановых катодных цилиндров. Индуцированные на катодных полосках сигналы снимаются через разделительные высоковольтные конденсаторы (500 пФ), размещенные на фланцах камеры.

В части камер высоковольтный катодный электрод полностью изолирован от катодных полосок, а следовательно, и от электроники считывания. Катоды у таких камер выполнены в виде лавсановых цилиндров с нанесенным на внутреннюю сторону слабопроводящим составом на основе углерода (~ 100 кОм/квадрат). Такое сопротивление обеспечивает восстанавливаемость равномерного потенциала на катоде при высоких нагрузках ($10^3/\text{с}\cdot\text{см}^2$) и в то же время обеспечивает достаточную величину сигнала, индуцированного на проводящие полосы, расположенные на наружной стороне лавсанового цилиндра.

В описываемом эксперименте средняя интенсивность остановок пионов с последующим распадом $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ и остановкой мюона в мишени составила $5,8 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. За чистое время набора статистики в мишени распалось $1,15 \cdot 10^{12}$ мюонов. Это позволило сделать оценку относительной вероятности распада $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \leq 3,6 \cdot 10^{-11}$ и обнаружить 8 случаев редкого распада $\pi^+ \rightarrow e^+ e^+ e^- \nu$.

В эксперименте использовалось только 10 камер детектора заряженных частиц спектрометра. Детектор гамма-квантов, включающий в себя конвертор и расположенные за ним камеры (ЦМПК 13+18), был заменен поглотителем для уменьшения нежелательного фона. На рис.14 приведено одно из записанных фоновых событий.

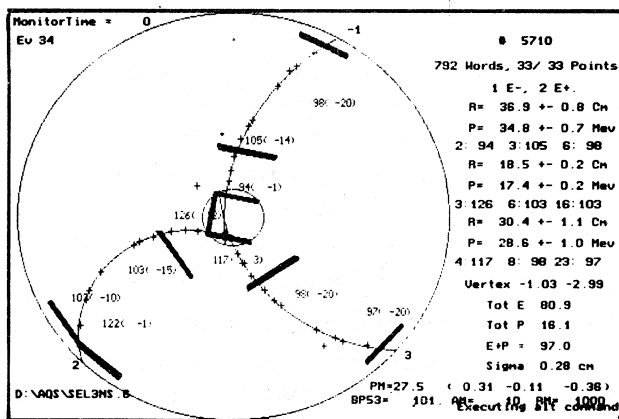
Пропорциональные камеры и используемые методы обработки информации обеспечили пространственное разрешение установки ~ 1 мм. Применение более совершенных методов обработки [68] позволило улучшить точность в 1,5 раза. Полная эффективность регистрации канала камера — электроника считывания составляла в среднем 97%.

Возможности и преимущества цилиндрической геометрии и пропорциональных многопроводочных камер широко использованы в спектрометре АРЕС:

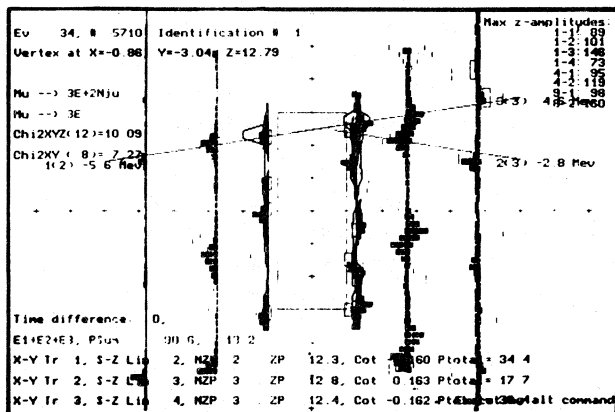
— Полный телесный угол регистрации спектрометра составляет $\sim 0,7 \cdot 4\pi$ ср, при одинаково хорошей прозрачности во всем угле.

— Чувствительная область детектирующей части (диаметр — 1050 мм) занимает практически всю рабочую полость магнита, имеющую форму цилиндра с диаметром 1090 мм.

Рис.14. Пример распечатки восстановленного события (приведена вспомогательная информация — результат обработки события на разных этапах фильтрации). а) Событие в плоскости R, φ . Исходная информация для триггера — срабатывание сцинтилляционных счетчиков (толстые черточки) в трех рядах годоскопа. Треки восстановлены по сработавшим проволочкам (отмечены крестиками) в 10 камерах. б) Событие в плоскости R, Z . Треки восстановлены по обработанным сигналам с катодных поверхностей 1,4 и 9 камер



а)



б)

— ЦМПК, как достаточно быстрые детекторы, включены в систему запуска спектрометра, а азимутальная симметрия позволила удобно организовать на мажоритарных схемах совпадений быструю логику запуска установки [69].

— Именно азимутальная симметрия дала возможность создать простой и гибкий алгоритм быстрой фильтрации информации, позволяющий находить события с заданным количеством треков определенной кривизны [70].

— Детектирующая система спектрометра обладает пороговыми свойствами по импульсу. Заряженные частицы в однородном магнитном поле движутся по винтовым линиям с радиусом закручивания:

$$r = P \cdot \sin \theta / 300 \cdot H \cdot Z,$$

где P — импульс частицы [эВ/с], Z — заряд частицы в единицах заряда электрона, H — напряженность магнитного поля [Э], r — радиус спирали [см], θ — угол между векторами H и P .

Все однозарядные частицы, вышедшие из точечной мишени, расположенной на оси спектрометра, полностью завернутся и не зарегистрируются в камере с предельным радиусом r_n , если их импульс $P_n < 300 \cdot H r_n$. В спектрометре АРЕС это используется для создания «магнитной защиты» детектора гамма-квантов [71].

Обратное электророждение пиона. В течение 1994—1995 гг. на спектрометре АРЕС предполагается провести эксперимент по изучению обратного электророждения пиона на нуклоне $\pi^+ p \rightarrow e^+ e^- n$ [72]. Эксперимент планируется проводить на мезонном канале фазотрона ЛЯП ОИЯИ при кинетической энергии пионов 50 МэВ. В этом диапазоне энергий полностью отсутствуют экспериментальные данные об этом процессе, а обратное электророждение пиона на нуклоне — единственный источник информации о нуклонных формфакторах в «допороговой» области времениподобных импульсов.

Энергия и угол вылета e^+ и e^- будут регистрироваться детектором заряженных частиц (ЦМПК 1+12) магнитного спектрометра АРЕС. Изменения внесены только в конструкцию блока ЦМПК 2, 3, камера 2 заменена на двухкоординатную. На месте детектора гамма-квантов (конвертор и ЦМПК 13+18) предполагается разместить годоскоп из нейтронных счетчиков.

Рассматривается возможность изучения на спектрометре АРЕС редкого распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e^+ e^- \nu_\mu$, в теоретических оценках вероятности этого распада ($\sim 10^{-6}$) имеются расхождения примерно на порядок. В работе [73] показано, что можно зарегистрировать $(1+5) \cdot 10^2$ событий за $5 \cdot 10^5$ с, в настоящий момент имеются сведения о наблюдении одного события.

3.2. Спектрометр SINDRUM 1 (PSI). *Поиски переходов мюоний — антимюоний* [74,75]. Переходы мюоний — антимюоний ($\mu^+ e^-$) $\rightarrow (\mu^- e^+)$ запрещены в стандартной модели электрослабых взаимодействий законом сохранения лептонного мюонного числа. О важности постановки подобных экспериментов упоминалось выше. В описываемом эксперименте планируется определить вероятность перехода мюоний — антимюоний на уровне $\sim 10^{-11}$, это примерно на четыре порядка лучше достигнутого на сегодня уровня.

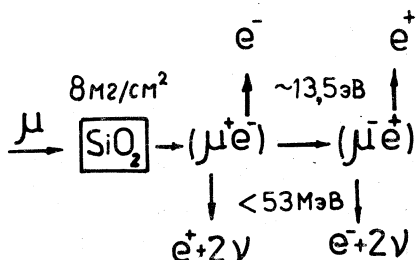
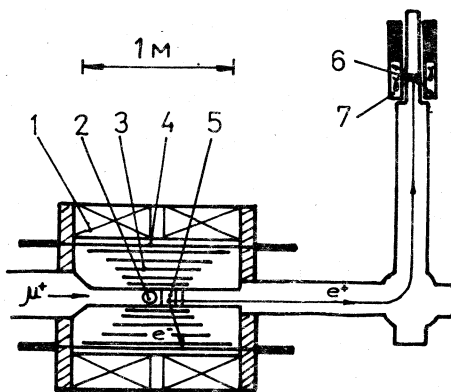


Рис.16. Схема экспериментальной установки для поиска перехода мюоний — антимюоний: 1 — магнит; 2 — мишень; 3 — ЦМПК 1+5; 4 — сцинтилляционные счетчики; 5 — ускоритель позитронов; 6 — микроканальный позиционно-чувствительный детектор; 7 — детектор гамма-квантов

Рис.15. Принцип детектирования переходов мюоний — антимюоний



Принцип детектирования перехода показан на схеме рис.15. Наличие исходных атомов мюония устанавливается одновременным детектированием энергетичного позитрона от распада мюона и остающегося малоэнергетичного электрона. Факт перехода мюоний — антимюоний обнаруживается по детектированию энергетичного электрона и малоэнергетичного позитрона.

Схема постановки эксперимента приведена на рис.16.

Пучок поверхностных мюонов циклотрона PSI с интенсивностью $\sim 10^7$, моментом $19 \div 21$ МэВ/с останавливается в мелкодисперсионной мишени из SiO_2 . Образовавшийся в мишени мюоний выходит в вакуумную область, окружающую мишень. В этой области происходит переход мюоний — антимюоний (если он возможен) и распад антимюония.

Электроны от распадов мюонов (с мишелевским спектром энергий меньше 53 МэВ) регистрируются модернизированным магнитным спектрометром SINDRUM. Этот спектрометр успешно использовался ранее для поиска и изучения редких распадов мюона и пиона [76,77].

В данном эксперименте спектрометр дополнен специальной аппаратурой, позволяющей детектировать малоэнергетичный (~ 13 эВ) позитрон, оставшийся после распада антимюония. Для этого позитрон сначала ускоряется до энергии 10 кэВ, транспортируется к позитронному детектору, где и регистрируется в позиционно-чувствительном микроканальном детекторе. Одновременно детектируются гамма-кванты, появившиеся в процессе аннигиляции позитрона, годоскопом из 12 сцинтилляционных

Таблица 5. Основные параметры цилиндрических пропорциональных камер спектрометра SINDRUM 1

Номер цилиндрической пропорциональной камеры	1*	2	3	4	5*
Активная длина камеры, мм	390	470	580	690	800
Диаметр по аноду, мм	164	256	384	512	640
Число анодных проволочек	256	384	512	768	1024
Расстояние между проволочками, мм	2,01	2,09	2,36	2,09	1,96
Зазор анод — катод, мм	2	2	4	4	4
Число полосок на внутреннем катоде	2·160	—	188	—	316
Число полосок на внешнем катоде	2·160	—	196	—	324
Шаг катодных полосок, мм	2,22	—	4,44	—	44,4
Сопротивление кат.полосок, Ом	150	—	240	—	2
Полное колич.вещества, мг/см ²	31	31	37	49	85
Полное колич.вещества, рад.дл. · 10 ⁻⁶	830	830	980	1280	2125

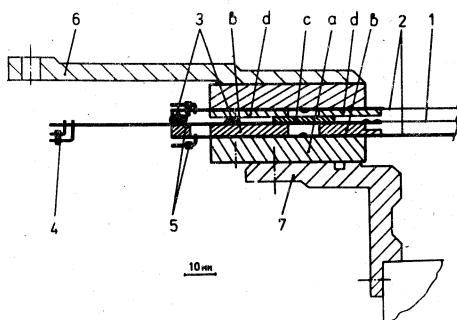
*Приведены параметры новых камер № 1 и № 5, изготовленных для эксперимента по поиску переходов мюоний — антимюоний.

счетчиков (CsI) полного поглощения. Информация с позиционно-чувствительного детектора позитронов используется для восстановления места распада антимюония.

Детектирующая часть спектрометра SINDRUM 1 помещена в сверхпроводящий магнит соленоидального типа (1 кГс), она состоит из пяти коаксиально расположенных цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер, окруженных годоскопом из сцинтилляционных счетчиков. Полный телесный угол регистрации спектрометра составляет $\sim 0,73 \cdot 4\pi$ ср. Основные параметры ЦМПК спектрометра приведены в табл.5.

Координата вдоль оси камер (Z) измеряется камерами 1, 3 и 5, по сигналам, индуцированным на расположенных под углом $\pm 45^\circ$ катодных полосках. В камере 1 полоски делают два витка на катодном цилиндре, и для устранения неоднозначности в определении Z координаты они разделены пополам, а информация снимается с двух сторон камеры. Камеры 2 и 4 измеряют только азимутальную координату. Точность измерения азимутальной координаты $\sigma = 0,6$ мм и $\sigma_z = 0,3$ мм.

Рис.17. Сечение ЦМПК (ось вращения проходит горизонтально, внизу): 1 — анодные проволоочки; 2 — катодные поверхности (утолщенной линией показан внутренний катод, совмещенный с опорным цилиндром); 3 — элементы фланца камеры; 4 — разъемы анодных проволоочек; 5 — разъемы катодных полосок; 6 — элемент крепления камеры в установке; 7 — элемент, связывающий пятую и четвертую камеры



Камеры работают на газовой смеси аргон (Ar) — 49,9%, этан (C_2H_6) — 49,9% и фреон (CBF_3) — 0,2% при атмосферном давлении, газовое усиление $5 \cdot 10^4$.

Высоковольтное питание двухкоординатных камер (ЦМПК 1, 3 и 5) спектрометра SINDRUM 1 осуществляется по схеме, отличной от описанных для спектрометра АРЕС, положительное высокое напряжение прикладывается к анодным проволочкам. Все проволоочки камеры соединены между собой сопротивлениями 0,5 МОм, а высокое напряжение подается через сопротивления 0,5 МОм на каждую 32 проволоочку. Сигналы с анодных проволоочек снимаются через разделительные высоковольтные конденсаторы емкостью 500 пф. Все катодные полоски соединены с землей сопротивлением 0,8 МОм, поэтому катодные поверхности имеют нулевой потенциал.

В камерах 2 и 4 отрицательное высокое напряжение подается на сплошные катодные электроды, а анодные проволоочки заземлены через сопротивления, с которых и снимаются сигналы.

Все пять камер спектрометра самоподдерживающиеся и имеют одинаковую конструкцию фланцев. В камерах 1—4 катоды (с полосками и сплошные) выполнены из алюминизированной каптоновой пленки, приклеенной на опорный цилиндр из пористого материала Rohacell. Толщина опорных цилиндров — от 2 до 4 мм для камер разных диаметров. Внутренний и внешний катодные опорные цилиндры дают основной вклад в количество вещества, приведенное в табл.5. Анодные проволоочки из позолоченной проволоки диаметром 20 мкм закреплены на фланцах, поддерживаемых внутренним катодным опорным цилиндром.

ЦМПК 5 изготовлена в ЛЯП ОИЯИ [78], ее сечение показано на рис.17. Катоды и опорные цилиндры этой камеры выполнены подобно аналогичным камерам спектрометра АРЕС. Основным опорным элементом является цилиндр внутреннего катода, он выполнен из нескольких слоев лавсана и имеет суммарную толщину 0,41 мм. Кроме этого,

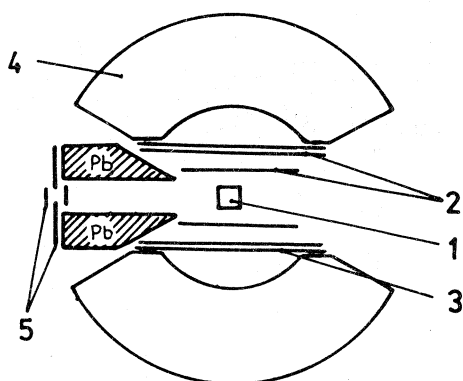


Рис.18. Схема экспериментальной установки для точного измерения вероятности бета-распада пиона: 1 — активная мишень; 2 — ЦМПК 1, 2; 3 — сцинтилляционные счетчики; 4 — сфера из 240 кристаллов CsI; 5 — пучковый телескоп

увеличена с 0,1 до 6 мкм толщина алюминиевых катодных полосок для повышения их устойчивости к разрушению под действием электрохимических процессов и разрядов.

В 1993 г. закончена подготовка аппаратуры для эксперимента по поиску переходов мюоний — антимюоний и проведен первый сеанс набора статистики. Обработка полученного материала позволит улучшить имеющееся ограничение на вероятность перехода мюоний — антимюоний примерно на два порядка [79]. В 1994 г. предполагается провести второй сеанс набора статистики и получить ограничение на вероятность перехода на уровне 10^{-11} .

3.3. Установка «Crystal-sphere» (PSI). Точное измерение вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ (бета-распад пиона) позволяет сделать строгую проверку универсальности заряженного кварк-лептонного тока и унитарности матрицы смешивания Кабиббо—Кобаяши—Маскава. В описываемом эксперименте предполагается улучшить точность измерения вероятности распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ с 4% до 0,5% на первом этапе и до 0,2—0,3% в последующем [80]. Эксперимент планируется провести на циклотроне PSI на пучке π^+ -мезонов с импульсом ~ 100 МэВ/с и с интенсивностью остановок до $5 \cdot 10^6$ π /с. Относительная вероятность распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ составляет $\sim 10^{-8}$, и для измерения ее со статистической точностью 0,2% понадобится экспозиция длительностью около года ($\sim 2 \cdot 10^7$ с).

Схема эксперимента показана на рис.18. Пионы, пройдя пучковые счетчики, останавливаются и распадаются в мишени. Мишень окружена двумя цилиндрическими многопроволочными пропорциональными камерами, регистрирующими заряженные частицы. За камерами располагается цилиндрический годоскоп из сцинтилляционных счетчиков с высоким временным разрешением. Все это окружено основным элементом установки — ливневым калориметром, регистрирующим гамма-кванты

Таблица 6. Основные параметры цилиндрических пропорциональных камер установки «Crystal-sphere»

Номер цилиндрической пропорциональной камеры	1	2
Активная длина камеры, мм	350	540
Диаметр по аноду, мм	120	240
Число анодных проволочек	192	384
Расстояние между проволочками, мм	1,96	1,96
Зазор анод — катод, мм	2,5	2,5
Число полосок на внутреннем катоде	2·64	192
Число полосок на внешнем катоде	2·64	192
Ширина катодных полосок, мм	3	2,5
Полное колич. вещества, мг/см ²	40	50
Полное колич. вещества, рад.дл. · 10 ⁻⁶	1000	1250

от распада π^0 -мезона. Калориметр имеет сферическую форму и состоит из 240 модулей счетчиков CsI длиной 12 радиационных длин каждый. Полный телесный угол регистрации установки составляет $0,77 \cdot 4\pi$ ср.

Задача цилиндрических пропорциональных камер: определение координат заряженных частиц с точностью < 1 мм и обеспечение высокой степени подавления случайных совпадений позитронов от распада мюонов. Рассматривались варианты использования для этого годоскопа из сцинтилляционных счетчиков или кремниевых микростриповых детекторов, но по совокупности свойств предпочтение было отдано ЦМПК.

Конструктивно камеры будут выполнены по типу ЦМПК 5 спектрометра SINDRUM, описанной ранее. Обе камеры двухкоординатные, самоподдерживающиеся, их основные параметры приведены в табл. 6.

Учитывая, что камеры расположены первыми на пути регистрируемых частиц, суммарное количество вещества в них должно быть порядка 10^{-3} радиационных длин. Это важно как для успешной регистрации позитронов с низкими энергиями, так и для уменьшения вероятности конверсии гамма-квантов на электрон-позитронные пары в веществе камер. Источниками гамма-квантов кроме распада π^0 -мезона от интересующего нас распада $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ будут фоновые процессы, например: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ($\sim 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$), $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ ($\sim 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$), $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_e \gamma$ ($\sim 0,14 \text{ с}^{-1}$), в скобках указаны относительные вероятности распадов. В эксперименте предполагается получить полезную информацию и об этих процессах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Идеального универсального детектора, имеющего рекордные характеристики по всем параметрам, нет и создать его практически невозможно. Поэтому, например, в супердетекторах, используемых на встречных пучках (DELPHI, OPAL, ATLAS и др.), детектирующие системы включают в себя различные типы счетчиков, каждый из которых имеет какой-либо рекордный параметр и часто сложную конструкцию.

В установках среднего масштаба, по-видимому, целесообразно использование многофункциональных детекторов типа ЦМПК. Приведенные примеры иллюстрируют успешное применение ЦМПК в современном физическом эксперименте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Charpak G. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, vol.20, p.195.
2. Charpak G., Sauli F. — Nucl. Instr. Meth., 1979, vol.162, p.405.
3. Заневский Ю.В. — Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
4. Пешехонов В.Д. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.5, с.1030.
5. Darbo G., Heck B.W. — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1987, vol.NS-34, No.1, p.227.
6. Imanishi A., Ishii T., Kato S. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A269, p.513.
7. Blum W. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.225, p.557.
8. Wagner A. — Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics. SLAC, 1982, p.76.
9. Heuer R.-D., Wagner A. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A265, p.11.
10. Burger J., Criegee L., Franke G. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A279, p.217.
11. Hasemann M. — Proc. Intern. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics. SLAC, 1982, p.80.
12. Rubin D., Chapman J., Nitz D. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1982, vol.203, p.119.
13. Arai R., Boerner H., Ishihara N. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.217, p.181.
14. Adler J., Bolton T., Bunnell K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A276, p.42.
15. Baringer P., Jung C., Ogren H.O., Rust D.R. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A254, p.542.
16. Ash W., Band H.R., Bloom E.D. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1987, vol.A261, p.399.
17. Cordier A., Delcourt B., Eschstruth P. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1976, vol.133, p.237.
18. Egli S., Meyer C.A., Robmann P. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A283, p.487.
19. Сандуковский В.Г., Савельев В.И. — ЭЧАЯ, 1991, т.22, вып.6, с.1347.
20. Чилингаров А.Г. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, вып.3, с.785.
21. Oed A. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A263, p.351.
22. Angelini F., Bellazzini R., Bosio L. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A314, p.450.
23. Бычков В.Н., Голутвин И.А., Игнатова Л.Г. и др. — ПТЭ, 1992, № 5, с.83.
24. Bouclier R., Florent J.J., Gaudaen J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A315, p.521.
25. Bouclier R., Florent J.J., Million G. et al. — Preprint CERN-PPE/91-227, 1991.
26. Rose M.E., Korf S.A. — Phys. Rev., 1941, vol.59, p.850.
27. Морс П., Фешбах Г. — Методы теоретической физики. Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1958, т.2, с.231.
28. Charpak G., Bouclier R., Bressani T. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1968, vol.62, p.262.
29. Charpak G., Sauli F. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1984, vol.34, p.285.
30. Charpak G. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1970, vol.20, p.195.

31. Erskine G.A. — Nucl. Instr. Meth., 1972, vol.105, p.565.
32. Тельнов В.И. — ПТЭ, 1974, № 5, с.46.
33. Алексеев Г.Д., Калинин Н.А., Круглов В.В., Хазинс Д.М. — ПТЭ, 1978, № 4, с.47.
34. Celani F., Codino A., Fabbri F.L. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1980, vol.171, p.613.
35. Хазинс Б.И. — ПТЭ, 1981, № 1, с.64.
36. Epple E., Decker D. — Nucl. Instr. Meth., 1968, vol.66, p.77.
37. Aihara H., Alston J.M., Badtke D.H. et al. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, vol.NS-30, p.63.
38. Jeanjean J., Jeanjean M., Madaras R. — Nucl. Instr. Meth., 1974, vol.117, p.349.
39. Griagee L., Franke G., Timm U., Zimmermann W. — In: Contribution to the Intern. Conf. on Instrumentation for НЕР. Frascati, 1973, p.262.
40. Charpak G., Bouclier R., Bressani T. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1968, vol.65, p.217.
41. Barabash L., Baranov A.M., Bondarenko G.B. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.A236, p.271.
42. Бирюков В.А., Зинов В.Г., Конин Ф.Д. — ЖЭТФ, 1970, т.58, с.104.
43. Borkowski C.J., Kopp M.K. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, vol.NS-17, No.3, p.340.
44. Charpak G., Petersen G., Policarpo A., Sauli F. — Nucl. Instr. Meth., 1978, vol.148, p.471.
45. Калинин А.А., Кравчук Н.П., Моисеенко А.С., Филиппов А.И. — В сб.: Матер. 3-го Межд. сов. по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ, Д13-11807, Дубна, 1978, с.75.
46. Бете Г.А., Ашкин Ю.В. — В кн.: Экспериментальная ядерная физика. (Под ред. Э.Сегре). М.: ИИЛ, 1955, т.1, с.226.
47. Делоне Н.Б. — Пузырьковые камеры. М.: Госатомиздат, 1963, с.271.
48. Criedge L., Franke G., Lohrann E. et al. — In: [39], p.707.
49. Sadoulet B. — В сб.: Материалы 2-го Межд. сов. по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ, Д13-9164, Дубна, 1975, с.55.
50. Кравчук Н.П., Моисеенко А.С., Полах Й., Филиппов А.И. — В сб.: [49], с.71.
51. Ahmad S., Bizot J.C., Delcourt B. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1983, vol.217, p.169.
52. Bridges D., Brody A., Chen A. et al. — Phys. Scripta, 1981, vol.23, p.655.
53. Kobayashi M., Kurokawa S., Fujitani T. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A245, p.51.
54. Aiken G., Aston D., Dunwoodie W. et al. — Preprint SLAC-PUB-2642, 1980.
55. Bologna G., Celani F., Caporaletti B. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1979, vol.165, p.193.
56. Dialinas M., Forget J., Geoffroy D. et al. — Preprint LAL-RT/83-14, 1983.
57. Deiters K., Donat A., Friebe W. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A323, p.162.
58. Anashkin E.V., Aulchenko V.M., Fedorenko V.E. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A323, p.178.
59. Muller K., Beck H.P., Bosiger K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1992, vol.A312, p.457.
60. Bertl W., Eichler R., Felawka L. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.140B, p.299.
61. Биленький М.С., Кулинич П.А., Мицельмахер Г.В. и др. — Сообщение ОИЯИ, П13-86-815, Дубна, 1986.
62. Filippov A.I., Fursov A.P., Korenchenko A.S. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.B17, p.441.
63. Баранов В.А., Ванко Ю., Глазов А.А. и др. — ЯФ, 1991, т.53, вып.5, с.1302.
64. Баранов В.А., Глазов А.А., Кисель И.В. и др. — ЯФ, 1992, т.55, вып.11, с.2940.
65. Baranov V.A., Evtukhovich P.G., Filippov A.I. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.B17, p.438.
66. Кравчук Н.П. — Сообщение ОИЯИ 1-90-575, Дубна, 1990.
67. Коренченко А.С., Коренченко С.М., Кравчук Н.П. и др. — Сообщение ОИЯИ 13-83-479, Дубна, 1983.
68. Chernov N., Glazov A., Kisel I. et al. — Comp. Phys. Commun., 1993, vol.74, p.217.
69. Баранов В.А., Ванко Ю., Евтухович П.Г. и др. — В сб.: XII Межд. симп. по ядерной электронике. ОИЯИ, Д13-85-793, Дубна, 1985, с.310.

70. Евтухович Р.Г., Коренченко С.М., Кучинский Н.А., Мжавия Д.А. — Сообщение ОИЯИ, Р10-85-382, Дубна, 1985.
71. Коренченко С.М. — Авт. свид. СССР, № 502350, Бюлл. ОИПОТЗ, 1976, № 5.
72. Батурин В.Н., Блохинцева Т.Д., Кравцов А.В. и др. — ЯФ, 1988, т.47, вып.3, с.708.
73. Баранов В.А., Коренченко С.М., Костин Б.Ф. и др. — Сообщение ОИЯИ, Р1-92-131, Дубна, 1992.
74. Jungmann K., Matthias B.E., Mundinger H.-J. et al. — Proposal for an Experiment at PSI, R 89-06.1, 1989.
75. Abela R., Bagaturia J., Bertl W. et al. — Preprint HD-PY 93/03, 1993.
76. Bertl W., Egli S., Eichler R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1985, vol.B260, p.1.
77. Egli S., Engfer R., Grab Ch. et al. — Phys.Lett., 1986, vol.175B, p.97.
78. Некрасов К.Г. — Сообщение ОИЯИ, Р13-92-513, Дубна, 1992.
79. Abela R., Bagaturia J., Bertl W. et al. — PSI Annual Report 1993, Annex 1, Nuclear and Particle Physics, p.37.
80. Pocanic D., Assamagan K.A., Day D. et al. — Proposal for an Experiment at PSI, R 89-01.1, 1989.

КОМПЬЮТЕРНОЕ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Г.Иванов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Компьютерное и программное обеспечение электронных экспериментов в физике высоких энергий представляет собой большие и сложные системы (среды), в которых взаимодействуют люди, вычислительные системы, экспериментальные установки, программы, алгоритмы и информация. Эти системы создаются на базе мощных вычислительных систем, рабочих станций, компьютерных средств связи, современных технологий программирования и средств искусственного интеллекта.

Целью настоящего обзора является рассмотрение проблем, связанных с созданием таких систем: специфика обработки и анализа данных в экспериментах по физике высоких энергий и требования к вычислительным ресурсам, характеристики вычислительных центров лабораторий; роль больших ЭВМ, распределенных вычислительных систем и рабочих станций; появление RISC-компьютеров (Reduced Instruction Set Computers) и их влияние на вычислительные системы электронных экспериментов; задачи и структура программного обеспечения и возможные пути его развития; компьютерная стратегия нового поколения электронных экспериментов в современных условиях.

Computer and software support of the electronic experiments in high energy physics is realized as environments in which different computer systems, detectors, programs, algorithms and human beings interact. These systems are created on the base of mainframes, distributed computing, power graphic workstations and networks using CASE (Computer Aided Software Engineering) and artificial intelligence tools.

The task of the review is a consideration of ways for solving the computing problem in the large-scale electronic experiments, the computer resources requirements, central computer facilities in the HEP centers, the arrival in the market place RISC-computers (Reduced Instruction Set Computers) and the influence of them on the computer systems in HEP, distributed computing and software development methodologies for the new generation of experiment in high energy physics.

Для обработки экспериментальных данных, получаемых в современных электронных экспериментах в физике высоких энергий, требуются не только мощные вычислительные системы и большие программные

комплексы, но также решение большого круга задач, связанных с огромными объемами получаемой информации, организацией работы больших международных коллабораций и обмена данными между их участниками, оснащением участников работ эффективными средствами анализа получаемых данных, позволяющими получать физические результаты вскоре после завершения набора статистики. Так, например, в проводившемся в Лаборатории им. Ферми (США, Батавия) эксперименте E687 в 1990—1991 гг. получено более 500 млн. случаев фоторождения. Их реконструкция была завершена через семь месяцев после окончания сеансов на ускорителе. Естественно, что обработка такого огромного количества данных невозможна без создания высокопроизводительной и эффективной компьютерной среды.

Суть проблемы, связанной с применением вычислительных и программных средств в экспериментальных исследованиях, была сформулирована при подготовке экспериментов на большом электрон-позитронном коллайдере (LEP) CERN следующим образом: «С самого начала планирования экспериментов на большом электрон-позитронном коллайдере CERN было известно, что существует проблема их обеспечения вычислительными ресурсами. Как показали дискуссии 1984 и 1985 гг., в течение ряда лет было широко распространено неправильное представление о том, что эта проблема носит исключительно финансовый характер. Поэтому дискуссии того времени в основном сводились к обсуждению расхождения между имеющимися и требуемыми вычислительными мощностями. Однако в настоящее время ситуация в понимании этой проблемы существенно изменилась. Стало ясно, что проблема является более сложной, чем казалось ранее, и ее решение заключается не только в наращивании вычислительных мощностей для пакетной обработки. Наряду с последними, необходимо также рассматривать вопросы массовой памяти; роль, которую могут играть процессорные фермы; сети передачи данных, как внутри экспериментальной лаборатории, так и за ее пределами; а также рабочие станции для интерактивного анализа получаемых результатов» [4].

К этому следует добавить программное обеспечение этих систем и весь связанный с ним комплекс указанных выше проблем. Иначе говоря, разработка компьютерного обеспечения современных экспериментов по физике высоких энергий заключается в создании среды, в которой взаимодействуют люди, вычислительные системы, экспериментальные установки, алгоритмы и информация. В дальнейшем эту среду будем называть компьютерингом.

Таким образом, под компьютерингом в физике высоких энергий (ФВЭ) понимается широкий спектр проблем, связанных с применением ЭВМ для решения различного рода задач в этой области исследований. О том,

что понимается в настоящее время под этим термином, можно судить по тематике докладов на специальных конференциях «Computing in High Energy Physics», которые регулярно проводятся начиная с 1980 г., а также конференциях, посвященных вопросам разработки детекторов [1—12].

Большое внимание на этих конференциях уделяется не только вопросам собственно компьютерного и программного обеспечения исследований, но и всему комплексу проблем, так или иначе связанных с применением ЭВМ в этой области научных исследований. Это и вычислительные комплексы физических центров, объединяемые линиями связи в распределенные вычислительные системы, и их программное обеспечение, языки и методы программирования, системы аналитических вычислений, алгоритмы и методы решения физических задач, и вопросы применения в исследованиях экспертных систем и других элементов искусственного интеллекта. Так, например, на компьютерной конференции 1992 г., помимо пленарных заседаний; посвященных рассмотрению общих проблем ФВЭ-компьютинга, работало 15 параллельных секций, посвященных рассмотрению следующих вопросов [12]:

- Триггирование и сбор данных.
- Библиотеки и пакеты.
- Вычисления, архитектура и опыт.
- Сети передачи данных.
- Компьютерные помощники для конструирования детекторов.
- Графика и визуализация.
- «Дешевая» пакетная обработка.
- Объектно-ориентированные приложения.
- Базы данных.
- Средства CASE (Computer Aided Software Engineering) технологии.
- Открытое программное обеспечение и распределенные вычисления.
- Нейронные сети.
- Высокоскоростные связи.
- Технология массовой памяти.
- Управление данными.

Целью настоящего обзора является рассмотрение процесса обработки данных в экспериментах по физике высоких энергий, с точки зрения их требований к компьютерингу, включая методы оценки необходимых вычислительных ресурсов, характеристики различных вычислительных центров лабораторий физики высоких энергий и специализированных вычислительных систем; определение роли больших ЭВМ и распределенных вычислительных систем. На примере экспериментов на LEP рас-

сматривается эволюция распределенных систем обработки, начиная с первоначальных замыслов и кончая реализацией. Вопросам компьютерной стратегии и методологии разработки программного обеспечения для нового поколения экспериментов посвящен заключительный раздел обзора.

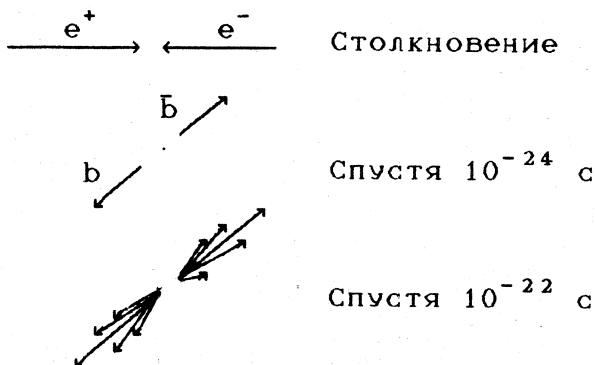
1. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Объектом исследований в физике высоких энергий является квантовый мир элементарных частиц. Для проведения этих исследований необходимы мощные ускорители на высокие и сверхвысокие энергии; сложные и дорогостоящие детекторы; мощные вычислительные системы с устройствами массовой памяти, способные обрабатывать и хранить огромные потоки информации, сети передачи данных, обеспечивающие оперативную связь участников больших международных коллабораций, и соответствующее программное обеспечение.

Вследствие этих обстоятельств вычислительные системы, обеспечивающие обработку и анализ экспериментальных данных, и сети передачи данных стали рассматриваться, наряду с детекторами и ускорителями, как необходимые элементы экспериментов [20].

1.1. Специфика измерений. Требования, которые предъявляются к системам обработки экспериментальных данных, вычислительным ресурсам, устройствам массовой памяти и сетям передачи данных, постоянно растут из-за увеличивающихся объемов экспериментальных данных. Необходимость обработки все больших объемов информации возникает не только из-за сложности индивидуальных столкновений частиц при больших энергиях, но также и из-за недетерминистского характера наблюдаемых результатов. Последнее обусловлено тем, что даже при полном понимании физических процессов, происходящих при столкновении частиц высоких энергий, мы могли бы предсказать только вероятности различных конечных состояний (типы частиц, их импульсы и направления), которые могут возникать, например, в электрон-позитронных столкновениях при энергии ~ 100 ГэВ в системе центра масс. Но так как в действительности физика таких явлений известна недостаточно хорошо, то для проверки теоретических предсказаний необходимо экспериментально измерять вероятности различных процессов, что требует регистрации десятков, а то и сотен миллионов исследуемых событий [16, 143].

1.2. Искажение результатов взаимодействий в процессе измерений: необходимость моделирования. Специфика изучаемых процессов и

Рис. 1. Схема процесса $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$

регистрирующая аппаратура не позволяют нам наблюдать картину того, что на самом деле происходит при столкновении частиц высоких энергий. Рассматривая кварки как фундаментальные частицы, мы тем не менее не можем наблюдать их непосредственно, т.к. из-за быстрого протекания физических процессов невозможно зафиксировать и непосредственно измерить характеристики первичных взаимодействий. Это обстоятельство иллюстрируется рис. 1, где показаны три «моментальные» фотографии e^+e^- -столкновения, в результате которого образовалась пара кварк — антикварк ($b\bar{b}$), которая «фрагментирует» в струи других частиц за такой интервал времени, в течение которого невозможно произвести какие-либо измерения. Но даже если мы и смогли бы обчислить этот процесс и измерить характеристики всех образовавшихся частиц, то все равно не смогли бы идентифицировать струи от фрагментации $b\bar{b}$ -кварков для каждого рассматриваемого события. Эта задача решается на статистической основе с использованием специфических особенностей процесса фрагментации именно этих кварков [16,17].

Фрагментация кварков является характерным примером того, как физика процесса искажает первоначальную картину результата взаимодействия, которую нужно восстановить по результатам измерений продуктов вторичных реакций.

Несовершенство детекторов также вносит свой вклад в искажение регистрируемых данных, что обусловлено целым рядом причин («мертвые области», недостаточное разрешение, регистрация фона и т.п.) [17,19].

Поэтому естественным подходом в данном случае является моделирование физических процессов для изучения связи между ними и наблюдаемой в экспериментальной установке «картиной». Это позволяет оценить возможности обнаружения конкретных процессов (гипотез) и найти критерии для их статистического выделения.

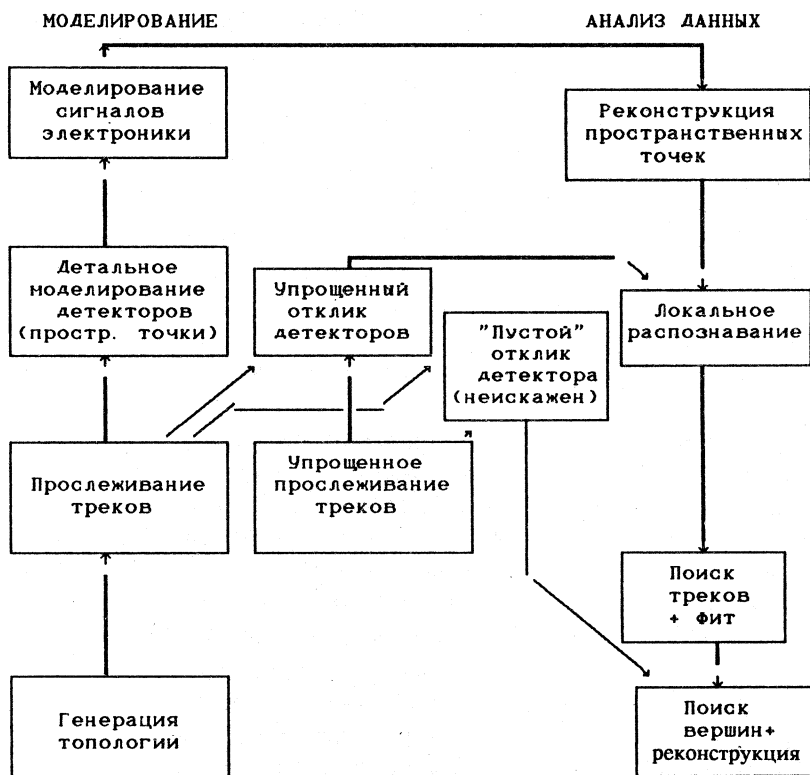


Рис. 2. Связь моделирования и обработки данных

В связи с этим детектор рассматривается как устройство, на вход которого поступают частицы, а на выходе появляются сигналы, а его свойства описывают с помощью функции отклика, которая определяет вероятность возникновения в детекторе сигнала с данными характеристиками при попадании в него частицы с заданными свойствами [18]. Для решения этой задачи в процессе моделирования генерируются изучаемые события и результаты их «измерений» путем проведения сгенерированных частиц через регистрирующую аппаратуру. Это позволяет определить связь между величинами, которые мы можем измерить, и той фундаментальной физикой, которую мы хотим понять. На основе сравнения результатов моделирования и эксперимента делаются выводы о характере наблюдаемых процессов. Вследствие этого в физике высоких энергий и возникло правило, которое, правда, не носит абсолютного ха-

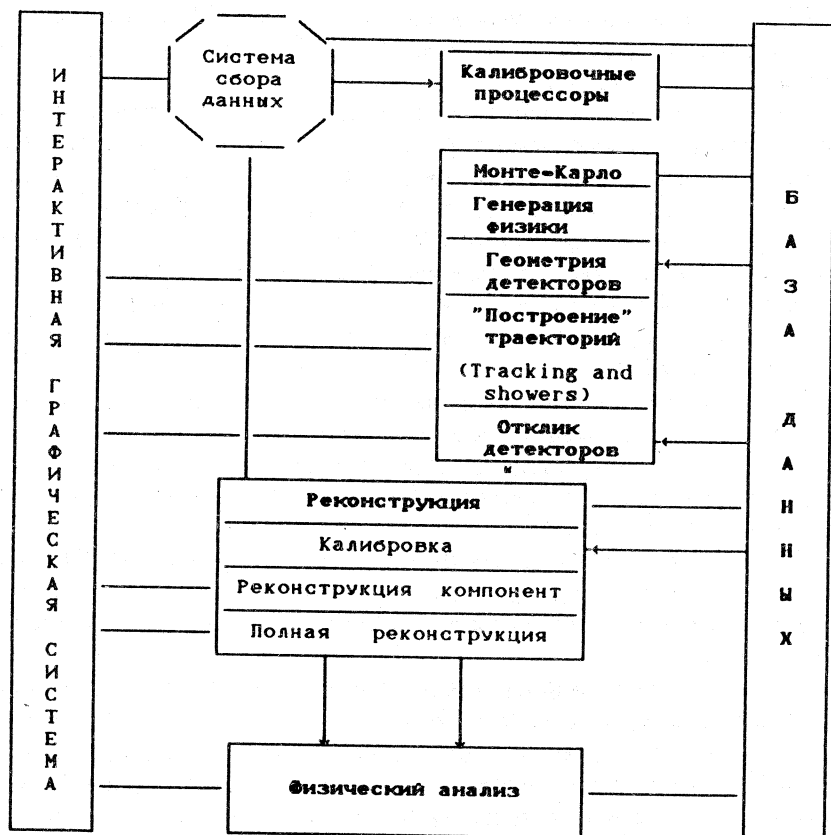


Рис. 3. Принципиальная схема анализа данных

рактера: «В экспериментах в физике высоких энергий нет результата без моделирования» [17].

Затраты вычислительной мощности на моделирование по полной схеме, начиная с задания физических гипотез и кончая реконструкцией «результатов измерений», достаточно велики. Поэтому при решении ряда задач для их сокращения используют «частичное» или «быстрое» моделирование, когда моделируется только часть процесса. Например, для оценки вероятности регистрации тех или иных частиц в детекторе достаточно получить их характеристики и «провести» через установку. Принципиальная разница между «полным» и «быстрым» моделированием показана на рис.2 [4].

1.3. Схема физического анализа данных. Принципиальная схема процесса анализа данных в экспериментах по физике высоких энергий показана на рис.3 [16,17].

После сбора, фильтрации и предварительной обработки данных, регистрируемых детекторами установки, производимой системой сбора данных, информация, относящаяся к одному событию, объединяется в единый массив данных и записывается на машинные носители.

Необходимые для реконструкции событий параметры установки и взаимное расположение ее элементов относительно друг друга определяются в ходе калибровки установки и заносятся в базу данных (БД), к которой имеют автоматический доступ программы реконструкции, моделирования и анализа.

В ходе реконструкции восстанавливается пространственная картина события и находятся параметры составляющих его частиц.

На завершающей стадии физического анализа производится сравнение распределений и корреляций этих основных величин для реальных и генерированных событий.

Основным рабочим инструментом физиков, занимающихся анализом данных, являются мощные графические рабочие станции, с помощью которых производится отбор и анализ событий, изучается их пространственная картина.

1.4. Некоторые вопросы организации коллабораций. Вследствие увеличения размеров ускорителей и энергий сталкивающихся частиц экспериментальное оборудование, применяемое для исследований в области физики высоких энергий, стало большим, сложным и дорогостоящим. Вес современных детекторов составляет тысячи тонн, занимаемое пространство — тысячи кубометров, число каналов быстрой электроники — сотни тысяч, стоимость — десятки и сотни миллионов долларов [21].

Суммарные объемы исходных данных и результатов достигают десятков терабайт. Обработка и анализ таких огромных потоков информации требуют колоссальных вычислительных мощностей (измеряемых тысячами, а для планируемых в настоящее время экспериментов и миллионами машин производительностью 1 MIPS), привлечения сотен высококвалифицированных специалистов [16,20].

Вследствие этих обстоятельств экспериментальные исследования в физике высоких энергий проводятся в небольшом числе ядерных центров [20]. Так, например, в настоящее время планируется сооружение только одного большого адронного коллайдера (LHC) в CERN с энергиями сталкивающихся пучков протонов $7 + 7$ ТэВ, хотя еще в 1993 г. речь шла о создании двух коллайдеров такого типа.

В подготовке и проведении экспериментов участвуют сотни специалистов из десятков институтов и организаций различных стран.

Так, например, в L3-эксперименте участвуют около 500 физиков из 42 институтов и университетов 14 стран [16].

Программное обеспечение экспериментов составляет сотни тысяч кодов, а его разработка требует нескольких сотен человеко-лет.

Для того чтобы обеспечить обработку и анализ данных силами больших международных коллабораций, необходимо сначала зарегистрировать исходные данные, произвести реконструкцию событий, обработать результаты реконструкции и распределить их между участниками коллаборации для физического анализа.

Таким образом, с одной стороны, имеется база данных и десятки тысяч носителей информации, а с другой — сотни физиков из десятков институтов различных стран. Проблема заключается в организации распределенной системы обработки данных, охватывающей десятки стран различных континентов. Естественно, что при решении этой проблемы возникает большой комплекс технических, организационных и социологических задач [17].

Для организации эффективной работы больших международных коллабораций в 1989 г. предложено разделить их участников на следующие три категории: основной центр или экспериментальная часть, региональные или национальные центры и университеты [2,4].

Основной центр (как, например, в эксперименте L3) обеспечивает работу ускорителя и часть наиболее важной технической поддержки эксперимента, но лишь в небольшой степени — людские ресурсы [16]. Что касается реконструкции событий, то первоначально предполагалось, что в таком основном центре, каким является CERN, будут обрабатываться 1/3 всех зарегистрированных событий, храниться исходные данные, суммарные результаты Data Summary Tape (DST), базы данных результатов калибровки, а также он будет распространять информацию между участниками коллаборации.

Региональные или национальные центры должны вносить существенный вклад в процесс подготовки и проведения эксперимента, обработку и анализ результатов [11].

Что касается университетов или небольших институтов, то они решают отдельные задачи в соответствии с имеющимися у них ресурсами и обеспечивают подключение к исследованиям интеллектуального потенциала вузовской науки.

Однако, благодаря появившейся вскоре возможности создания сравнимых по мощности с большими ЭВМ недорогих вычислительных систем на базе рабочих станций, производительность которых возрастала быстрыми темпами, ситуация вскоре коренным образом изменилась. Так, например, в экспериментах на LEP появились собственные

вычислительные системы, позволяющие производить реконструкцию событий в течение нескольких часов после их регистрации [13,16].

2. ОБЪЕМЫ ДАННЫХ И ПОТРЕБНОСТИ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ РЕСУРСАХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Компьютинг в физике высоких энергий отличается от многих других типов «научного компьютеринга» тем, что здесь большое внимание необходимо уделять не только собственно вычислениям, но и проблеме организации процесса обработки [16]. Необходимость этого диктуется огромными потоками исходных данных и получаемых результатов, большими объемами вычислений и участием в обработке и анализе данных сотен специалистов из многих институтов различных стран. Для того чтобы оценить и понять те проблемы, с которыми придется столкнуться в процессе обработки больших объемов данных, необходимо научиться его моделировать и, в первую очередь, оценивать объемы получаемых результатов и необходимые вычислительные ресурсы.

Следует отметить, что в экспериментальной физике достаточно сложно планировать необходимые вычислительные ресурсы, особенно тогда, когда речь идет о новом поколении экспериментов. Это обусловлено тем, что многое может измениться не только в ходе подготовки эксперимента, но также и во время его проведения. Поэтому результаты моделирования и различного рода оценки носят ориентировочный характер, но тем не менее они позволяют заранее оценить те проблемы, с которыми придется встретиться, и найти способы их решения [4].

2.1. Методика оценки вычислительных ресурсов для off-line обработки данных электронных экспериментов. Рассмотрим принципиальный подход к методике оценки вычислительных ресурсов для off-line обработки данных в экспериментах на примере электрон-протонного коллайдера HERA (DESY), который приведен в книге «Computing at CERN in the 1990s» [12].

В основу положены следующие рассуждения.

1. Установка в среднем будет регистрировать одно событие в секунду и работать шесть месяцев в году. Тогда общее число событий, получаемых на ней ежегодно, составит $1,5 \cdot 10^7$. Если на DST будет отбираться $1,5 \cdot 10^6$ полезных событий, а средние длины событий на лентах исходных данных и DST — 100 и 20 кбайт соответственно, то суммарный объем получаемых ежегодно исходных данных составит 1500 Гбайт, а DST — 30 Гбайт. При затратах машинного времени 20 с на реконструкцию одно-

го события на ЭВМ типа IBM 370/168 на реконструкцию всех событий потребуется 12 таких машин (12 «церновских» единиц вычислительной мощности), если каждая ЭВМ будет работать 290 дней в году.

2. Методом Монте-Карло будет генерироваться столько же событий, сколько реальных событий будет отбираться на DST, т.е. $1,5 \cdot 10^6$ монте-карловских событий в год. Из них 30% — по полной схеме и 70% — по быстрой. При длине событий, генерируемых по полной схеме, 100 кбайт, а по частичной — 20 кбайт, средняя длина одного монте-карловского события на DST составит 44 кбайт, а ее объем — 66 Гбайт. При среднем времени генерации одного МК события 60 с на генерацию и последующую реконструкцию событий потребуются 4 единицы вычислительной мощности. Процедура моделирования указанного числа событий будет повторяться 2,5 раза.

3. На чтение DST для обеспечения работы одного физика потребуется около часа работы машины, а 200 физиков с учетом эффективности работ ЭВМ (0,85) — около 200 часов в день или 10 «церновских» единиц мощности (200 часов/24/0,85).

Таким образом, для off-line обработки данных при таких предположениях потребуется 32 единицы вычислительной мощности и ~ 1800 Гбайт памяти для хранения исходных данных и полученных результатов.

Этот пример иллюстрирует принципиальный подход к оценке вычислительных ресурсов и набор предположений (моделей) и величин, которые нужно задать для получения искомых значений.

Естественно, что в реальной жизни ситуация может быть сложнее. Поэтому для моделирования этого процесса и исследования влияния различных факторов на интересующие физика величины необходимо сформировать алгоритмическую модель процесса, включив в нее различные подмодели, задать исходные данные и выбрать программное средство для решения этой задачи, желательно, в интерактивном режиме.

Удобным инструментом для решения такого рода задач являются электронные таблицы [24]. Применение последних позволяет решать эту задачу даже на персональном компьютере типа IBM PC, получая результаты спустя несколько секунд после формирования в интерактивном режиме модели процесса и задания всех нужных данных.

Включив в таблицу данные о стоимости вычислительных систем и различных типов компьютеров, скоростях передачи информации по линиям связи, максимальных объемах данных, записываемых на носители различных типов, и т.п., можно решать весь круг задач, связанных с моделированием процесса off-line обработки данных, выбором

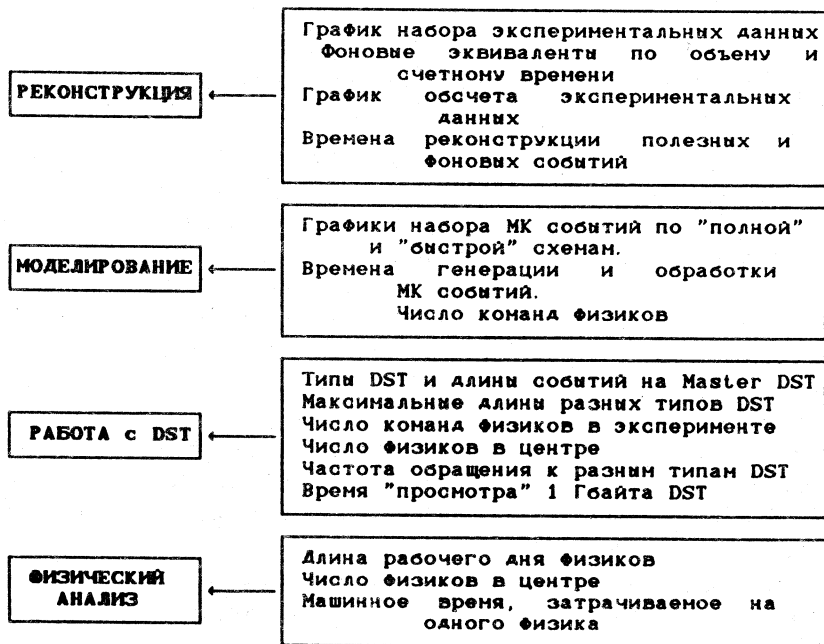


Рис. 4. Принципиальная схема модели процесса off-line обработки данных электронного эксперимента

оптимального варианта вычислительных систем с учетом их стоимости и т.п. Внося изменения в подмодели и исходные данные, можно исследовать влияние различных факторов на конечные результаты, представляемые в виде таблиц или графиков, через несколько секунд после ввода в таблицу соответствующих данных. Это позволяет эффективно и быстро решать задачу моделирования процесса off-line обработки, исследовать различные модели процесса и подбирать оптимальный вариант вычислительной системы [25]. Принципиальная схема алгоритмической модели этого процесса представлена на рис.4.

2.2. Основные требования к вычислительным ресурсам для экспериментов на LEP. Рассмотрению проблем, связанных с off-line обработкой экспериментальных данных и оценками компьютерных ресурсов, необходимых для проведения экспериментов на большом электрон-позитронном коллайдере CERN, было посвящено специальное совещание «Meeting to Understand the Specific Computing Needs of the LEP Experiments» (апрель 1987 года) [4].

**Таблица 1. Рост вычислительных мощностей ВЦ CERN
в период 1988—1991 гг.**

ЭВМ	1988	1989	1990	1991
Совместимые с IBM	36	60	57	54
CRAY	32	32	32	90
DEC	6	10	10	10
Суммарная мощность	74	102	99	154

**Таблица 2. Затраты CERN на различные проекты
вычислительных средств в период 1989—1991 гг.
в миллионах швейцарских франков**

Проект	Стоимость		
	1989	1990	1991
Новые проекты систем реального времени	0,5	1	1
Диски для устройств массовой памяти	9	11	11
Автоматический загрузчик картриджей	1,4	0,6	2
Мощность больших CPU	2	21	25
Параллельная обработка	1	3	6
Территориальная сеть передачи данных			
Интерфейсы в CERN	1	1	1
Стоимость линий	4	10	12
Служба копирования лент	0,5	0,5	0,5
Инфраструктура (здания, архивы лент)	1	1	—
Итого	20,4	49,1	58,5

Основным результатом его работы явилось четкое понимание необходимости комплексного подхода к решению проблемы off-line обработки данных и масштаба требующихся вычислительных ресурсов.

В итоговом документе совещания и ряде последующих публикаций рассмотрена модель этого процесса для экспериментов на LEP и приведены сделанные на ее основе оценки необходимых вычислительных ресурсов [4,12,23].

Специалисты CERN подсчитали, что для реализации физической программы в 1991—1992 гг. необходимо 600 «церновских» единиц вычислительной мощности вместо имевшихся к концу 1988 г. 74 единиц.

Ориентировочная стоимость одной «церновской» единицы вычислительной мощности для больших ЭВМ (CRAY, IBM, VAX) в то время составляла ~ 300 тыс. долларов. В табл. 1 приведены данные о развитии вычислительного центра CERN в период 1988—1991 гг., а в

табл. 2 — стоимость различных вычислительных средств (в миллионах швейцарских франков), приобретенных CERN в 1988 и 1989 гг. и запланированных на 1990 и 1991 гг.

Из приведенных в таблицах данных видно, что даже значительное увеличение инвестиций на приобретение больших ЭВМ все равно не позволило бы CERN в течение нескольких лет выйти на требуемый уровень вычислительной мощности по большим ЭВМ.

Поскольку требования физической программы к вычислительным ресурсам значительно превосходили уровень планируемых расходов на эти цели, была предложена концепция распределенной обработки данных, в соответствии с которой CERN взял на себя обязанность обрабатывать не менее трети получаемых данных и обеспечивать остальных участников коллабораций информацией, необходимой для обработки остальной части данных и анализа DST [12].

CERN обязался для этой цели к 1992 г. увеличить мощность больших ЭВМ вычислительного центра до 150 единиц.

Остальные участники коллабораций должны были обеспечить 300 единиц, а оставшиеся 150 — параллельные вычислительные системы.

Наряду с этим были указаны следующие тенденции в эволюции организации распределенных вычислений.

1. Следующие пять лет будут периодом прогресса в развитии распределенной вычислительной среды, эксплуатации быстро развивающихся рабочих станций и сетей передачи данных.

2. Основными элементами в эволюции компьютеринга в CERN, национальных и региональных центрах и университетах будут следующие:

- рост вычислительной мощности для пакетной обработки данных, включая обычные ЭВМ общего назначения, эксплуатация в широких масштабах дешевых параллельных компьютеров и их интеграция с картриджами и дисковой памятью в масштабах, необходимых для физики высоких энергий;

- становление персональных рабочих станций как основного средства для интерактивного анализа данных. Развитие распределенной совместной обработки для интерактивного анализа данных, когда различные компоненты программ одновременно выполняются на мощных рабочих станциях и одной или нескольких центральных ЭВМ и файловых станциях;

- введение высокопроизводительных территориальных сетей передачи данных, которые позволят физикам эффективно работать на своих рабочих местах.

В качестве ключевого элемента компьютерного плана CERN было определено улучшение на порядок коммуникационных возможностей

между CERN и сотрудничающими с ним институтами для обеспечения децентрализованной обработки и анализа данных.

На основании проведенных оценок были даны следующие рекомендации для обеспечения потребностей CERN в устройствах массовой памяти на 1991/1992 гг.

- Обеспечить достаточное количество картриджей и дискового пространства для обработки не менее 50 Тбайт данных (это ~ 250 тыс. картриджей).

- Снабдить CERN автоматическими загрузчиками картриджей, способными обрабатывать 8 Тбайт (40 тыс. картриджей).

- Обеспечить копирование картриджей на ленты и их распространение между участниками коллаборации.

- Обеспечить ~ 1 Тбайт дискового пространства в CERN для организации быстрого доступа к наиболее активной части данных из центрального хранилища.

В связи с вышеизложенным встал вопрос о создании в CERN общей вычислительной инфраструктуры для обеспечения работы распределенного вычислительного комплекса, охватывающего различные типы ЭВМ, объединяемых сетями передачи данных.

Для того чтобы внешние центры могли активно участвовать в анализе экспериментальных данных экспериментов на LEP, к их вычислительным ресурсам также были предъявлены соответствующие требования.

Вычислительная мощность — 20 единиц.

Размер дискового пространства — 100 Гбайт.

Автоматический загрузчик на 5 тысяч носителей.

Поскольку проведенный анализ потребностей в вычислительных ресурсах экспериментов на LEP показал, что они значительно превышают возможности вычислительного центра CERN, физики стали искать возможности наращивания вычислительных мощностей за счет создания специализированных вычислительных систем. Это, в конечном итоге, привело к созданию для крупных экспериментов вычислительных систем, обеспечивающих реконструкцию событий и организацию физического анализа [14,17,143].

Таким образом, в развитии вычислительных систем для поддержки электронных экспериментов в 1988—1989 гг. наметились две тенденции. С одной стороны, это наращивание мощностей больших ЭВМ в основном центре и центрах участников коллаборации, а с другой — создание параллельных вычислительных систем, вписывающихся в вычислительные инфраструктуры основных центров.

2.3. Объемы данных, регистрируемых детекторами. Большие детекторы, с помощью которых проводятся измерения в интервале энергий

**Таблица 3. Основные компоненты детектора UA1
и размер события [26]**

Компоненты детектора UA1	Число каналов	Данные, кбайт	
		«сырые»	форматированные
Центральный детектор — дрейфовая камера	6200	1600	~80
Адронный калориметр	1200	2,4	2,4
Электромагнитный калориметр	2200	4,4	4,4
Калориметрический детектор положения	4000	8	8
Передняя камера	2000	32	8
Дрейфовая (мюонная) камера	6000	1	1
Стримерные трубки	50000	50	~4
Урановый калориметр	20000	80	8
Итого		~1770	~140

**Таблица 4. Данные о размерах событий для различных
экспериментальных условий [27]**

Ускори- тель	Светимость, 1/см ² ·с	Сечение	Среднее число каналов детектора	Частота	Размер события	Скорость взаимо- действий
LEP	10 ³¹	32 нб	150000	45 кГц	50—100 кбайт	1000 Гц
HERA	2 · 10 ³¹	15 мкб	260000	10 МГц	125 кбайт	10000 Гц
LHC	10 ³⁴	60 мб	10 ⁷	65 МГц	1—10 Мбайт	65 МГц

100 + 1000 ГэВ в с.ц.м. имеют ~ 200000 чувствительных элементов, что позволяет им легко различать энергетические вклады соседних частиц, образующих струи и ливни. Считывание с этих элементов производится каждый раз, когда триггерная система установки обнаруживает интересующее событие. При этом один чувствительный элемент может выдавать от одного до нескольких сотен байт информации. Таким образом, «сырые» данные с больших детекторов содержат свыше 1 Мбайт на одно событие. Однако, вследствие того, что не во все чувствительные элементы попадают образующиеся в результате столкновения частицы, и выход с элементов, дающих нулевой результат, отбрасывается, объем регистрируемых на одно событие данных уменьшается до 100+200 кбайт.

В табл.3 приведены данные, показывающие результаты сжатия информации для установки UA1 с 4 π -геометрией.

Будущие детекторы для нового поколения ускорителей на более высокие энергии будут иметь большее количество чувствительных элементов, и ожидается, что в этом случае размеры события после первичного сжатия составят ~ 1 Мбайт.

В табл. 4 приведены данные, показывающие длины событий для различных экспериментальных условий [27].

2.4. Единицы измерения производительности ЭВМ. До недавнего времени в физике высоких энергий, а также вообще в вычислительной технике, применялась исторически сложившаяся тенденция оценивать быстродействие (производительность, мощность) ЭВМ в миллионах инструкций, выполняемых процессорами в секунду (MIPS). Однако в настоящее время из-за большого разнообразия наборов команд различных процессоров, существенно отличающихся по архитектуре, этот показатель перестал быть объективным критерием. Поэтому для объективной оценки производительности ЭВМ лучше всего использовать набор вычислений, характерных для типичных задач конкретных приложений. Поэтому оценка производительности ЭВМ в настоящее время производится с помощью специальных эталонных тестов (Benchmarks), которые состоят из некоторой смеси операций, определенной для заданного теста и характерной для некоторого класса задач [29—31].

В настоящее время, наряду с MIPS, используются также единицы HEP-MIPS (CERN), SSCUPS (SSCL), VUPS (VAX units of performance) и другие единицы [16,32].

При сравнении производительностей ЭВМ, выраженных в различных единицах, можно использовать следующее приближенное соотношение [32]:

$$1 \text{ SSCUP} \approx 1 \text{ SPECmark} \approx 0,25 \text{ CERN unit} \approx 1,4 \text{ MIPS}.$$

Примеры производительности компьютеров для различных тестов приведены также в табл.5 и 6.

2.5. Затраты вычислительной мощности на реконструкцию и моделирование событий. Реконструкция типичного события, образуемого при столкновении частиц с энергией 100 + 200 ГэВ, требует от 50 до 150 с на ЭВМ с производительностью 1 HEP-MIPS и производится в настоящее время в большинстве случаев в течение нескольких часов после его регистрации. В ходе последующего анализа уточняются значения калибровочных констант, совершенствуются алгоритмы и программы. Это может привести к повторной реконструкции всех или значительной части зарегистрированных событий, что, как правило, и делается [16].

Таблица 5. Примеры относительной производительности компьютеров для типичных программ в единицах HEP-MIPS и MIPS [16]

ЭВМ	Производительность	
	MIPS	HEP-MIPS
IBM 3090-600E (1 процессор)	6,5	25
Cray XMP-48 (1 процессор)	8,0	30
Apollo DN 10000 (1 процессор)		15—25
HP 9000/720		24—35
IBM RS 6000-320		10—13
VAX 11/780*	1,0	1

*С ускорителем команд с плавающей запятой.

Таблица 6. Производительности ЭВМ для различных эталонных тестов [32]

ЭВМ	SSCUPs	SSCUPs (оптимизир.)	SPECMarks	MIPS	CERN
VAX-11/780			1,0	1,0	
VAX 6410	7,0	8,4		7,5	1,9
SGI 4D/35S	15,3		23,0	33,0	
SGI 4D/310	13,5	21,6	18,5	30,0	5,3
IBM RS/520	11,9		22,0	29,5	
IBM RS/530	14,3	21,3	28,6	33,0	4,9
SUN Sparc 2	11,8	16,3	21,0	28,5	3,5
DEC Stat. 3100	6,4	10,0	10,8	14,0	2,8
DEC Stat. 5000	10,5		18,5	24,0	4,4
Apollo DN 10000	11,6	18,6	17,4	22,0	4,9
HP Apollo 9000/720	22,7	29,4	55,7	57,0	

Моделирование современных экспериментов требует очень больших вычислительных ресурсов, которые за последние 15 лет возросли на 3—4 порядка. С одной стороны, этот рост обусловлен проведением очень точных поисковых экспериментов, требующих моделирования больших объемов сложных событий; а с другой — резким снижением стоимости вычислительных ресурсов, что позволило ставить перед моделированием новые задачи, которые раньше было невозможно решать. Основное время ЭВМ тратится на моделирование ливней, образующихся при прохож-

Таблица 7. Объемы данных и потребности в вычислительной мощности для настоящих и будущих больших экспериментов в физике высоких энергий

Частицы	Настоящие			Будущие	
	e^+e^-	e^-p	pp	pp	e^+e^-
Энергия в системе центра масс, ГэВ	100	300	2000	(16—40) К	(0,5—2) К
«Сырая» частота интересных событий, Гц	≤ 1	1—1000	1—10 ⁶	1—10 ⁸	$\leq 0,001$
Частота записи на «ленту», Гц	~ 1	~ 1	~ 1	10—10000	~ 1
Размер события, кбайт	100—200	~ 100	~ 100	(1—10) К	(1—10) К
Время реконструкции события, НЕР-MIPS секунды	50—100	~ 100	~ 200	500—5000	500—5000
Время детального моделирования события, НЕР-MIPS секунды	(2—5) К	(2—5) К	~ 5 К	(20—200) К	(20—100) К
Годовой объем данных, Тбайт	1—10	1—10	~ 10	≥ 1000	~ 10
CPU ресурс, НЕР-MIPS	50—150	30—100	30—100	≥ 100 К	~ 200
Реконструкция и анализ Моделирование	200—2000	100—1000	50—500	≥ 100 К	~ 200

дении частиц через установку. Если при этом требуется высокая точность, то затраты времени становятся примерно пропорциональными полной энергии, оставляемой в детекторе. Так, например, при 40 ГэВ оно может составить сотни часов на ЭВМ с производительностью 1 НЕР-MIPS на моделирование одного события [16]. Что касается стоимости вычислительных мощностей, то из данных, приведенных в [2,20,33], стоимость 1 MIPS большой ЭВМ (типа IBM) с 1987 по 1991 гг. снизилась почти в четыре раза и в 1991 г. составила 40 тыс. долларов. В то же время стоимость 1 MIPS для рабочих станций была в десять и более раз ниже [33].

В табл. 7 приведены данные, показывающие годовые объемы информации и потребности в вычислительной мощности для текущих и планируемых экспериментов в физике высоких энергий, исходя из частоты регистрации событий, времени работы установки на ускорителе и характеристик изучаемых событий. При вычислениях предполагалось, что время работы различных установок в пучках примерно одинаково и составляет ~ 2000 часов в год. Эта цифра получена на основании следующих данных. Обычно на физические исследования на ускорителях по расписанию отводится половина года. В течение этого времени ус-

коритель работает по 24 часа в сутки, но, по мнению физиков, эффективность работы ускорителя и установки не более 50% [16].

3. КОМПЬЮТЕРНОЕ ОКРУЖЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Вследствие большого разнообразия требований к вычислительным ресурсам, время, которое тратится на обработку экспериментальных данных и получение физических результатов, в значительной степени определяется их «компьютерным окружением» («средой»).

3.1. Принципиальная схема компьютерного окружения. Принципиальная схема такой среды, реализованной для L3-эксперимента (LEP, CERN) в 1989—1992 гг., приведена на рис.5. В нее входят большие ЭВМ, системы специальных процессоров, предназначенные для решения различных задач, рабочие станции и большой набор периферийных устройств для регистрации, хранения и выборки данных. «Суперминикомпьютеры» (в основном VAX) применяются для сбора данных, калибровки детекторов и запуска небольших тестовых задач. Основ-

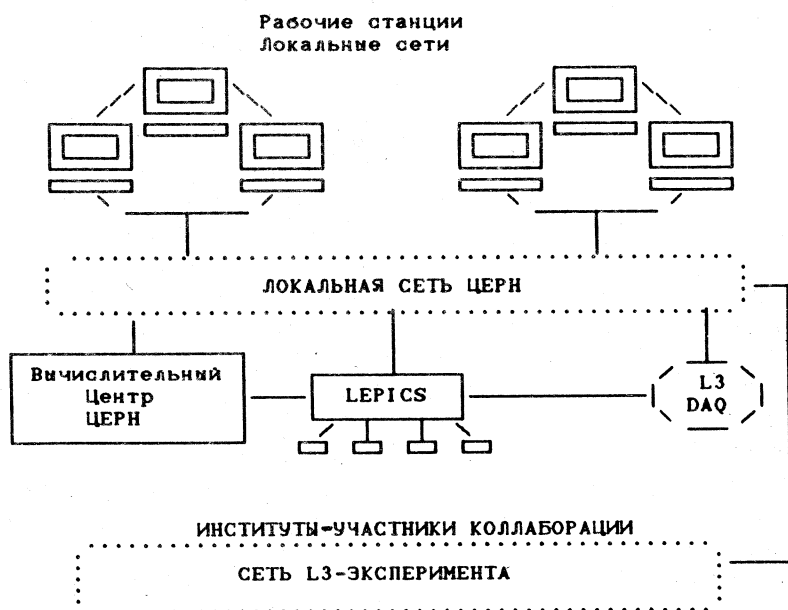


Рис. 5. Принципиальная схема компьютерной среды L3-эксперимента

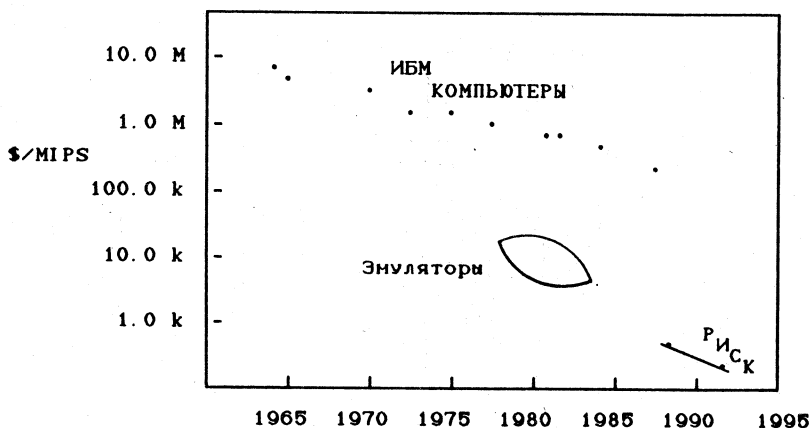


Рис. 6. Падение со временем стоимости различных вычислительных систем (ЭВМ фирмы IBM, эмуляторов и рабочих станций RISC)

ное развитие программного обеспечения и физический анализ получаемых результатов производится на персональных рабочих станциях.

Элементы компьютерной среды экспериментов основной лаборатории соединяются между собой локальными сетями передачи данных, а с вычислительными системами участников коллаборации — посредством территориальных или глобальных сетей передачи данных.

В 70-х и в начале 80-х годов большие лаборатории постоянно приобретали доступные и наиболее мощные ЭВМ, поскольку никаких других возможностей для наращивания вычислительных мощностей тогда не было.

Примерно в 1976 г. несколько небольших групп физиков поняли, что хотя большие ЭВМ и очень хорошо подходят для вычислений с большими объемами ввода/вывода, но имеются задачи, которые могут решаться быстрее с помощью более дешевых вычислительных средств (эмуляторов) [118—122]. Хотя их использование и создавало определенные неудобства, они, тем не менее, нашли применение в ряде экспериментов [16].

К 1985 г. физикам стало ясно, что нужно искать пути получения относительно дешевых вычислительных ресурсов, чтобы избежать в будущем значительных затруднений, связанных с обработкой больших массивов данных. Появление на компьютерном рынке RISC-компьютеров (Reduced Instruction Set Computers) со значительно лучшим соотношением стоимость/производительность, чем у больших ЭВМ, обеспечило решение компьютерной проблемы за счет создания на их основе мощных вычислительных систем (рис.6).



Рис. 7. Модель компьютеринга. Показаны сервер данных и мощные рабочие станции

Работы по созданию такого рода систем были начаты в FNAL в то время, когда большие ЭВМ все еще преобладали [126, 132].

Вторая генерация систем использовала семейство процессорных чипов R3000 корпорации MIPS. Каждый процессор мог иметь от 8 до 32 Мбайт памяти и мощность 10—12 МЕР-MIPS. Было построено свыше 200 АСР/R3000 процессоров, и созданные на их основе системы стали широко применяться в FNAL и ряде университетов для обработки данных начиная с 1991 г. [16].

Создание распределенных вычислительных систем на базе недорогих процессоров существенно изменило компьютерную среду экспериментов и, в первую очередь, саму модель ФВЭ-компьютинга, которая была предложена в 1987 г. [4].

3.2. Примеры моделей для компьютеринга в физике высоких энергий.

Создание относительно недорогих вычислительных систем на базе микрокомпьютеров и их подключение с помощью локальных сетей передачи данных к вычислительным системам и мощным ЭВМ центральных вычислительных комплексов лабораторий привели к созданию новой модели компьютеринга для экспериментов, принципиальная схема которой приведена на рис.7. Ее центром является мощный сервер данных с

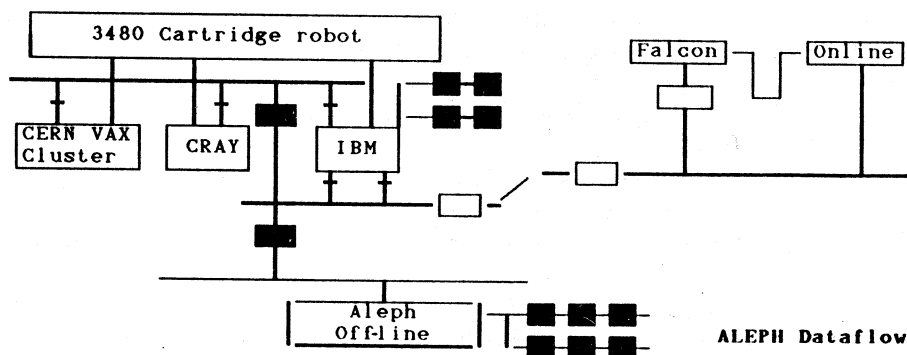


Рис. 8. Схема движения данных, используемых системами реконструкции и off-line обработки детектора ALEPH

большим объемом дисковой памяти и большой библиотекой носителей информации, окруженный сетью мощных рабочих станций [130].

Эта модель является идеализированной и упрощенной схемой, построенной на основе вычислительных систем нескольких экспериментов. Поэтому рассмотрим несколько примеров ее конкретной реализации.

Так, например, LEPICS (L3 Parallel Integrated Computer System) включала IBM 3090, соединенную с рядом HP/Apollo DN 1000 RISC рабочих станций при помощи интерфейса Stollmann GmbH. Присоединенные процессоры могли параллельно решать задачи реконструкции, моделирования и анализа. Доступ к тысячам лент, монтируемых роботом, и десяткам тысяч лент, монтируемых операторами, обеспечивался IBM 3090. Общая сеть обеспечивалась подсетями FDDI, ETHERNET и Apollo Token Ring (12 Мбит/с), а высокоскоростные (1—2 Мбайт/с) связи — интерфейсом Stollmann, соединяющим DN 10000 с IBM 3090. Полная мощность LEPICS — около 500 HEP-MIPS [16].

На рис.8 показана схема движения данных, используемая системами реконструкции и off-line обработки с детектора ALEPH (LEP, CERN).

Система сбора данных (VAXcluster) пересылает файлы исходных данных через двухпортовые диски в систему реконструкции событий Falcon. В 1989—1990 гг. система базировалась на 12 процессорах VAX-станций 3100/30 без дисков и экранов, и ее производительность составляла 24 HEP-MIPS, а в 1992 г. была поднята до 90 HEP-MIPS за счет использования более современных VAX-станций [13].

Результаты реконструкции, готовые для физического анализа, передавались через сеть ETHERNET на диски IBM 3090/600 и ALEPH off-line VAXcluster. На IBM производилось сжатие данных, их классификация и

запись на картриджи для распространения среди участников коллаборации. Управление процессом движения данных между различными системами было полностью автоматизировано и позволяло получать результаты реконструкции для физического анализа спустя несколько часов после их регистрации.

Для повторной обработки данных при введении усовершенствований в алгоритмы и константы в качестве сервера данных использовалась ЭВМ CRAY, обеспечивавшая доступ системы Falcon к лентам исходных данных.

Ферма для реконструкции событий в эксперименте DELPHI — DELFARM является смешанной системой, состоящей из 9 VAX-станций и 13 DEC-станций 5000. Первые организуют работу системы и ввод-вывод данных, а вторые обеспечивают вычислительный ресурс. О возможностях системы можно судить по результатам ее работы в 1992 г. В течение этого года было получено 9000000 триггеров, реконструкция которых завершалась в течение дня после сбора данных. Повторная обработка производилась дважды по мере уточнения констант. DST хранилась как в вычислительном центре CERN, так и на специальной DST-ферме. Последняя состоит из шести DEC-станций с 70 гигабайтным дисковым пространством, которого достаточно для хранения всех данных 1992 г. и обеспечения простого и легкого доступа к ним. Когда любая из этих двух ферм становится свободной, то она автоматически переключается на моделирование событий и также автоматически переключается на решение основных задач по мере необходимости. Данные, которые нужны институтам коллаборации, копируются на картриджи 3480 в вычислительном центре или на кассеты Exabyte на DST-ферме [15,143].

Разработка и применение такого рода систем существенно сократили сроки получения физических результатов. Об этом, в частности, свидетельствует беспрецедентная скорость, с которой были получены физические результаты в экспериментах на LEP [133]. Есть и другие примеры. Так, например, в FNAL в эксперименте E687 было получено более 500 млн. событий, реконструкция которых была закончена через 7 месяцев после окончания последнего сеанса на ускорителе, а вскоре после этого завершен отбор кандидатов в очарованные частицы и формирование DST [134].

В настоящее время распределенные вычислительные системы являются основным поставщиком вычислительных ресурсов в физике высоких энергий и вытесняют большие ЭВМ. Так, например, в 1992 г. около 90% всех требовавшихся экспериментам вычислительных мощностей было обеспечено распределенными вычислительными системами [16].

3.3. Роль персональных рабочих станций в компьютерной среде. Под рабочей станцией в физике высоких энергий понимается компьютер,

который имеет память и мощность центрального процессора, необходимые для того, чтобы поддерживать развитие программного обеспечения экспериментов и выполнение соответствующих программ [16].

Графические рабочие станции осуществляют основной вклад в развитие программного обеспечения, особенно при использовании для этих целей станций с экранами высокого разрешения, многооконными операционными системами, системами управления файлами и процессами их совместной обработки с помощью локальных сетей и расширенными графическими возможностями. Мощные графические рабочие станции с трехмерной графикой также стали основой для обработки очень сложных событий, представления данных и интерактивного анализа [20].

Когда в 1982 г. началась подготовка экспериментов на LEP, то многих физиков очень беспокоили вопросы точных измерений и программного обеспечения, обусловленные появлением значительно более сложных проблем, с которыми им раньше не приходилось встречаться. К счастью, появление рабочих станций и относительно недорогих по сравнению с большими ЭВМ вычислительных мощностей обеспечило более эффективное, чем в 70-гг. [16,113], решение многих задач проектирования детекторов.

Персональные компьютеры позволили значительно сократить цикл редактирование — трансляция — загрузка — выполнение программы и обеспечили проведение интерактивной отладки, намного превышающей возможности простого терминала. Наиболее важным обстоятельством здесь является то, что персональный компьютер позволяет использовать графику для лучшего понимания работы программы. Каждый программный элемент можно сконструировать таким образом, чтобы он выдавал результаты в подходящем для визуализации виде, позволяя тем самым оценивать получаемый результат не по таблицам чисел, а по изучению его «картины» в детекторе в двух- или трехмерном пространстве. Естественно, что при таком подходе в сочетании с редактированием и выполнением программ в интерактивном режиме создаются качественно новые условия для разработки программного обеспечения экспериментов. Преимущества, которые обеспечивают графические возможности ПК, стали доступны также и потому, что с самого начала прикладные программы были ориентированы на их использование. Графика позволяет понять, как реально работают детекторы и программы.

В 1992 г. модели персональных компьютеров стоимостью около 7 тыс. долларов имели монохромный экран, объем памяти 16 Мбайт, диска 400 Мбайт и мощность 12 МЕР-MIPS. Более мощные машины стоимостью около 300 тыс. долларов имели 1280×1024 цветной экран, трехмерную

графику, диск свыше 1 Гбайт и, по крайней мере, мощность 30 HERMIPS.

В будущем персональные компьютеры будут, по-видимому, использоваться в качестве усложненных терминалов, на которых будет производиться редактирование, частичная компиляция и физический анализ, а все задачи, требующие больших мощностей, будут пересылаться на более мощную машину. В этом случае покупка одной мощной ПК и нескольких X-терминалов сможет обеспечить участие небольших групп физиков в экспериментах [16].

X-терминалы — это нечто среднее между высокопроизводительными рабочими станциями и дешевыми терминалами. Они работают с графическим протоколом, который позволяет разделить вычислительные функции, выполняемые на головном компьютере, и функции отображения информации, реализуемые X-терминалом. X-терминалы, выпускаемые фирмой IBM, называются X-станциями.

X-станции представляют собой устройства, входящие в состав локальной сети, которые обеспечивают функциональные возможности и производительность полноценных рабочих станций, но стоят при этом, в расчете на одного пользователя, гораздо дешевле [136].

3.4. Сети передачи данных. По размерам охватываемых географических площадей сети делятся на глобальные (или территориальные), региональные и локальные [114].

Глобальные сети связывают абонентов, расположенных в пределах страны, континента или всего земного шара. В них широко используется спутниковая связь. Примерами таких сетей являются международные сети национальных авиакомпаний, вычислительные сети, соединяющие центры, ведущие фундаментальные исследования в определенных областях науки, например, в физике высоких энергий, сети, объединяющие академические центры и т.п.

Региональные сети соединяют вычислительные системы в пределах отдельных регионов (страна, область, группы учреждений и т.п.).

Локальные вычислительные сети (ЛВС) охватывают ЭВМ, расположенные на площадях, ограничивающихся одним институтом, предприятием или даже одним зданием.

В физике высоких энергий локальные вычислительные сети служат для соединения устройств как в рамках одного эксперимента, так и в масштабе всей лаборатории.

Локальные или глобальные сети передачи данных являются основными коммуникационными средствами экспериментов [115,123].

Принципиальная схема сетей передачи данных типичного эксперимента приведена на рис.9. Элементы вычислительной среды эксперимента соединяются между собой и с центральным вычислительным центром с

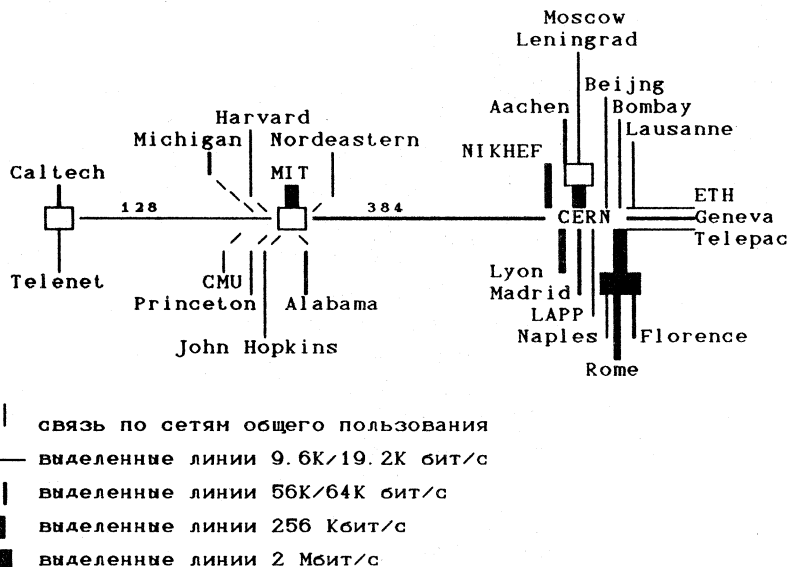


Рис. 9. Топология сети L3-эксперимента

помощью локальных сетей передачи данных, как правило, с высокими скоростями передачи информации (от 10 кбит/с до 100 Мбит/с). Если в эксперименте используется несколько локальных сетей, то они, как правило, соединены друг с другом и имеют выход на глобальные сети.

Сети передачи данных предоставляют физикам следующие возможности:

1) доступ с терминалов к удаленным вычислительным ресурсам, имеющимся как в месте проведения экспериментов, так и в организациях, участвующих в коллаборации;

2) связь посредством электронной почты с коллегами во всем мире;

3) обмен файлами между двумя любыми компьютерами участников коллаборации для:

— совместной разработки проектов развития программного обеспечения и анализа данных;

— доступа к удаленным базам данных и анализирующим программам;

— доступа к удаленным библиотекам программ;

— распространения небольших массивов событий для их анализа в удаленных лабораториях;

4) запуск задач на удаленных ЭВМ;

5) автоматическое сопровождение библиотек программ и баз данных среди участников коллаборации;

6) обмен информацией между задачами, считающимися на разных ЭВМ для:

— управления ходом экспериментов из удаленных лабораторий;

— распределенной обработки данных для эффективного использования доступных вычислительных ресурсов;

7) передача больших объемов экспериментальной информации;

8) организация телеконференций [20].

В последнее время большой интерес проявляется к волоконно-оптическим системам передачи данных в стандарте FDDI (Fibre Distributed Data Interface) со скоростью 100 Мбит/с. Основные области применения системы FDDI в CERN: использование в качестве быстрой центральной сети для соединения локальных сетей ETHERNET и обеспечение связи с высокой пропускной способностью рабочих станций с мощными ЭВМ.

Большинство рабочих станций и персональных ЭВМ еще долгое время будут, по-видимому, базироваться на сети ETHERNET, но будущие мощные рабочие станции, связанные с ними файл-серверы, а также высокоскоростной доступ к центральным ресурсам, будут ориентироваться на FDDI [112].

Для ликвидации разрыва в скоростях передачи данных между участниками работ в исследованиях по физике высоких энергий в Европе начата реализация проекта CHEOPS, предложенного ESA (European Space Agency). В этом проекте предлагается использовать возможности спутника «Olympus». В течение нескольких ночных часов его каналы со скоростью до 8 Мбит/с могут быть использованы для передачи данных между партнерами по коллаборации. Реализация проекта позволит связать CERN и институты в странах Европы, для которых возможностей сухопутных связей или нет, или их стоимость слишком высока (Греция, Финляндия и Португалия) [116,135].

Широкое распространение в Европе и США получили сети EARN и BITNET. Они соединяют академические и научно-исследовательские организации выделенными телефонными линиями и позволяют обмениваться файлами и электронной почтой между ЭВМ IBM, VAX и некоторыми другими.

Комментируя сложившуюся в физике высоких энергий ситуацию с сетями, Ф.Флюкигер в 1991 г. отметил следующее.

1. Наступила эра мегабитных скоростей передачи данных. В Европе такого рода сети объединяют исследовательские институты Франции, Германии, Швейцарии и CERN.

2. Пропускная способность трансатлантических линий тоже поднялась до мегабитных скоростей.

3. Институты Центральной и Восточной Европы также подключены к сети EPNET, правда, с меньшими скоростями [116]. Исследования показывают, что участникам экспериментов требуются:

- интегрированные локальные и глобальные вычислительные системы;

- хороший доступ к данным объемом от 1 до 40 Тбайт;

- вычислительные мощности 1000 MIPS и более с хорошим доступом к данным;

- интерфейс пользователя и графические возможности на уровне, предлагаемом современными рабочими станциями.

Для обеспечения оперативной связи между участниками экспериментов также создаются системы для проведения видеотелеконференций [117].

Следует отметить, что в связи с высокой стоимостью сетевых услуг вопрос о передаче больших объемов информации на магнитных носителях не потерял актуальности.

3.5. Примеры компьютерных сред в центрах физики высоких энергий. Ведущим международным центром фундаментальных исследований в различных областях физики, включая физику высоких энергий, является CERN. В последние годы для развития его компьютерной среды были характерны следующие тенденции.

1. Нарастивание вычислительных мощностей за счет больших ЭВМ, которое продолжалось до 1992 г., в соответствии с разработанными ранее планами обеспечения LEP-экспериментов.

2. Создание распределенных вычислительных систем для удовлетворения компьютерных потребностей LEP-экспериментов.

3. Начало постепенной замены больших ЭВМ распределенными вычислительными системами.

В 1989 г. центральная вычислительная мощность CERN составляла ~88,5 «черновских» единиц за счет следующих ЭВМ: CRAY X/MP-48 (32), IBM 3090-600E (39), Siemens 7890 (13) и VAX Cluster (~4,5).

Примечание. Одна «черновская» единица вычислительной мощности — это мощность IBM 370/168 или VAX 8600.

Основные пакетные и интерактивные запросы обеспечивались IBM 3090/600E и Siemens 7890. Эти машины имели доступ к 25 лентопротяжным и 32 кассетным устройствам и дисковому пространству (205 Гбайт).

Основной интерактивный сервис обеспечивался VAX-кластером.

Локальная сеть X.25 была подключена к 12 внешним выделенным каналам, включая один спутниковый и один канал связи с США по дну

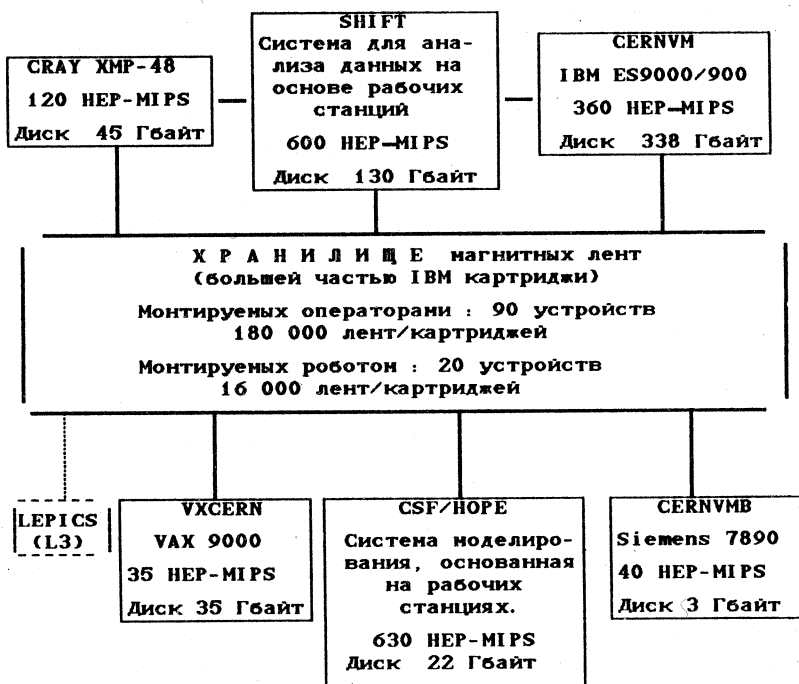


Рис. 10. Упрощенная схема вычислительного центра CERN, показывающая его основные возможности на начало 1992 г. (CERNVMB имеет доступ к CERNVM дискам)

океана. Швейцарский узел EARN был размещен в CERN и также подключен к 12 выделенным каналам.

Большинство больших экспериментов имело по крайней мере один мощный 32-битный компьютер. Обычно это была большая ЭВМ VAX, а также ряд небольших машин, обычно объединенных в кластер. Эти ЭВМ использовались для решения многих задач, включая сбор данных во время испытаний детекторов и сеансов калибровки. Имелось по меньшей мере 100 машин VAX и микроVAX и 20 компьютеров Nord Data.

В 1989 г. по оценкам в CERN имелось по крайней мере 2000 ПК фирмы Apple на базе микропроцессора Motorola 68000 (Macintosh) и не менее 800 совместимых с IBM ПК, более 120 рабочих станций Apollo и по меньшей мере 250 VAX-станций.

К 1992 г. суммарная вычислительная мощность ВЦ CERN составила около 2000 НЕР-MIPS, из которых ~ 60—70% приходилось на долю распределенных вычислительных систем (рис.10). Суммарный объем диско-

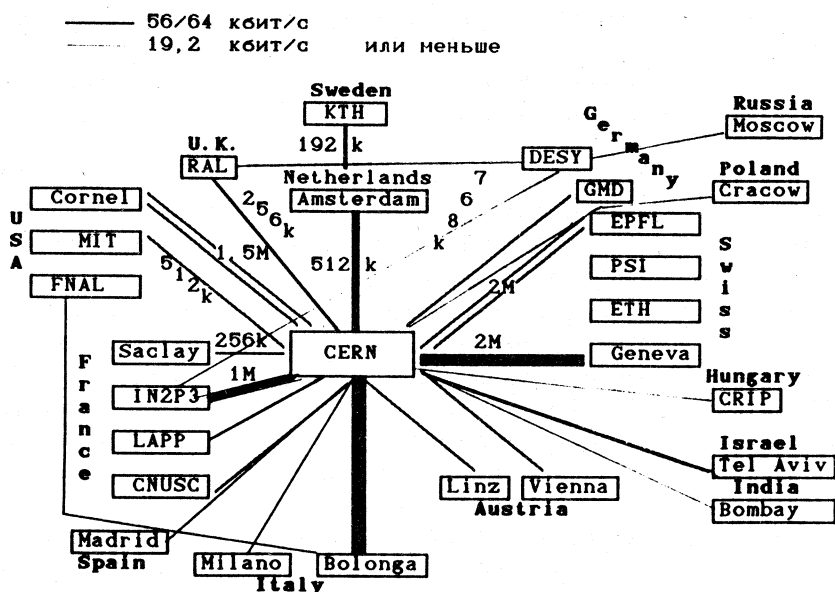


Рис. 11. Международные линии связи CERN с институтами физики высоких энергий

вой памяти превысил 550 Гбайт. В хранилище магнитных лент имелось около 200 тыс. магнитных лент и картриджей. На 3000 персонала и 4000 визитеров имелось более 5000 различных персональных компьютеров и рабочих станций [16].

Таким образом, основными компонентами вычислительного центра CERN в 1992 г. являлись центральная библиотека магнитных лент и картриджей, включая автоматические загрузчики, большие ЭВМ общего назначения и основанные на рабочих станциях системы, роль которых все более и более возрастала [125].

Наряду с развитием центрального вычислительного комплекса CERN, шло оснащение больших электронных экспериментов собственными вычислительными системами, примеры которых были приведены выше.

В 1992 г. специалистам CERN стало ясно, что эпохе больших и супер-ЭВМ в физике высоких энергий приходит конец и нужно искать варианты для их замены [143,145].

В апреле 1992 г. в CERN было объявлено о планах вывода из эксплуатации системы CRAY X-MP/48 и замены CERN VAX на более мощные машины архитектуры RISC, названные DXCERN [144].

В марте 1993 г. система CRAY X-MP/48 была заменена кластерами на базе машин IBM RS6000 и HP9000/700 [144].

На рис.11 показаны международные линии связи, соединяющие CERN с участниками мирового сообщества физиков по состоянию на начало 1992 г.

В качестве примера вычислительной среды национального центра рассмотрим национальную лабораторию Японии KEK [131,137,146].

Исследования по физике высоких энергий в Японии проводятся на e^+e^- -коллайдере TRISTAN и протонном синхротроне (12 ГэВ/с) в основном двумя национальными и одной международной коллаборацией.

Университеты и институты Японии, включая KEK, принимают участие в экспериментах, проводимых в других центрах: CDF (FNAL), OPAL (LEP), ZEUS (HERA), SLD (SLAC) и др. Всего в Японии в области физики высоких энергий работают более 45 институтов. Большое количество данных, получаемых в этих экспериментах, обрабатывается в вычислительном центре KEK.

KEK располагает основными вычислительными ресурсами в Японии, обеспечивая потребности как самой лаборатории, так и других организаций, участвующих в экспериментах в физике высоких энергий, которые имеют к ним доступ через компьютерную сеть, объединяющую все компьютеры Японии.

Основные характеристики центральной компьютерной системы KEK приведены в табл.8.

Таблица 8. Центральная компьютерная система KEK

Характеристики системы	M-880/210 (Hitachi)	M-680H (Hitachi)	S-820/80 (Hitachi)
Производительность CPU	93 MIPS	56 MIPS	3,0 GFLOPS
Основная память	256 Мбайт	28 Мбайт	512 Мбайт
Внешняя память	1,5 Гбайт		2 Гбайт
Операционная система	VOS3/AS	VOS3/AS, HI-OSF	VOS3/AS
Файлы (для трех компьютеров)			
Магнитный диск для пользователей		180 Гбайт	
Библиотека кассетных лент		2,2 Тбайт	
Лентопротяжные устройства		14	

Центральная вычислительная система KEK состоит из двух универсальных ЭВМ (HITAC M-680H и M-280H) и векторного процессора (HITAC S280/80). Максимальная производительность M-680H —

31 MIPS, M-280H — 14 MIPS. Пиковая скорость S820/80 — 3 GFLOPS. С июня 1992 г. эти три компьютера составляют слабо связанную мультипроцессорную (LCMP) систему, обеспечивающую им возможность совместно использовать большое дисковое пространство.

Вычислительная система TRISTAN предназначена для обеспечения проводимых на коллайдере экспериментов. Она состоит из двух ЭВМ: одна — для работы в режиме разделения времени (FACOM M-780/10S), другая — для работы в пакетном режиме (FACOM M780/30). Характеристики этих систем приведены в табл.9 [146].

Таблица 9. Компьютерная система TRISTAN

Характеристики системы	Batch-система M1800/30 (Fujitsu)	TSS-система M 1800/10s (Fujitsu)
Производительность CPU (предполагаемая)	140 MIPS	33 MIPS
Основная память	128 Мбайт	256 Мбайт
Операционная система	OS IV/F4 MSP	OS IV/F4 MSP UXP/M (UNIX)
Система дисковой памяти	234 Гбайт	
скорость передачи	9 Мбайт/с	
Библиотека VHS лент	3 устройства	
полная емкость	1,8 Тбайт	
скорость передачи	3 Мбайт/с	
Кластер рабочих станций		
S-4/10 модель 40	11 машин 96 MIPS/машина	

В начале 1993 г. производительность системы была увеличена примерно в 1,7 раза, полная емкость дискового пространства — до 230 Гбайт, а ленточного пространства — до 3,3 Тбайт.

В дополнение к комплексу больших машин имеется кластер из 11 S-4/10 (Fujitsu) SUN-совместимых рабочих станций, производительностью 94 MIPS каждая.

Компьютерная сеть КЕК HEPnet-J (High Energy Physics network — Japan) обеспечивает связь центра с японскими и международными институтами, проводящими исследования в физике высоких энергий и ядерной физике. HEPnet-J соединена через КЕК с Америкой посредством выделенной международной линии, а через Америку с Европой, образуя международную сеть, которая функционирует с июня 1992 г. (рис.12).

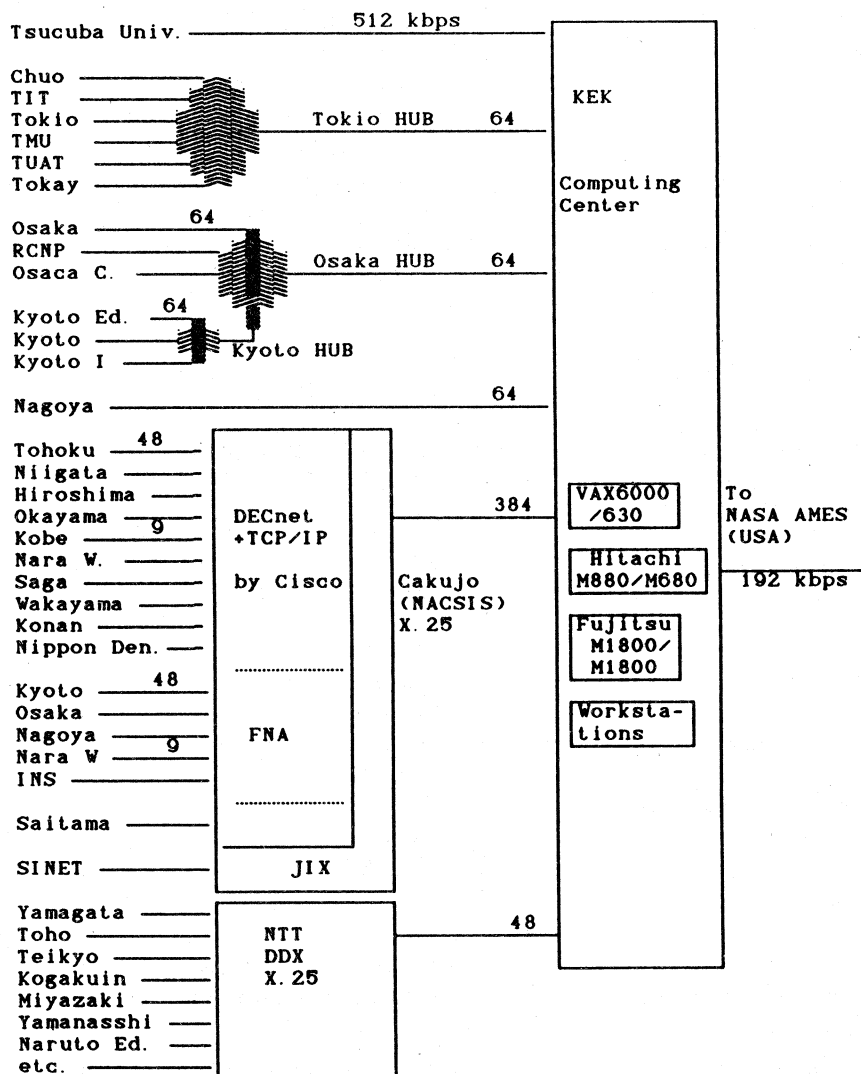


Рис. 12. Сеть, соединяющая институты физики высоких энергий Японии

Изучается возможность организации компьютерной связи с Россией и Китаем.

С декабря 1991 года в КЕК работает система телеконференций, которая часто используется коллаборацией Японии — США и имеет хорошую репутацию. В среднем она используется около 25 часов в месяц.

Коллаборанты в университетах используют свои компьютеры не только для решения своих локальных задач, но и как удаленные узлы вычислительной сети, обеспечивающие доступ к большим ЭВМ центральной вычислительной системы КЕК. Они могут посылать задачи для решения в пакетном режиме и получать результаты через сеть.

Будущая экспериментальная программа исследований в физике высоких энергий ориентируется как на развитие собственной ускорительной базы, так и на участие в международных коллаборациях.

В заключение этого раздела рассмотрим статус и перспективы развития информационно-вычислительной инфраструктуры Объединенного института ядерных исследований.

Программа научной деятельности ОИЯИ охватывает экспериментальные и теоретические исследования в следующих областях:

- физика промежуточных энергий;
- физика тяжелых ионов;
- нейтронная ядерная физика;
- физика элементарных частиц;
- релятивистская ядерная физика;
- физика конденсированных сред.

Объединенный институт ядерных исследований играет ключевую роль в координации исследований, проводимых учеными 18 стран-участниц ОИЯИ, и широкого научного сотрудничества институтов этих стран с ведущими физическими центрами мира и международными организациями. Институт также имеет специальные соглашения о проведении совместных работ с CERN и исследовательскими центрами США, Германии, Франции, Италии, Венгрии.

Все эти обстоятельства требуют поддержания информационно-вычислительной инфраструктуры ОИЯИ на соответствующем уровне. О том, насколько вычислительные средства Института удовлетворяют современным требованиям, предъявляемым к международному центру фундаментальных исследований, можно судить по следующим данным, характеризующим его компьютерную среду.

Основу информационно-вычислительной инфраструктуры ОИЯИ составляют Центральный вычислительный комплекс (ЦВК) ОИЯИ, локальные измерительно-вычислительные центры в лабораториях и подразделениях института, средства компьютерной и терминальной связи.

В состав ЦВК ОИЯИ входят (рис.13):

- распределенный UNIX-сервер на базе ЭВМ CONVEX-C120, SUN SPARC станции II и microVAX;
- кластер из трех ЭВМ типа VAX;

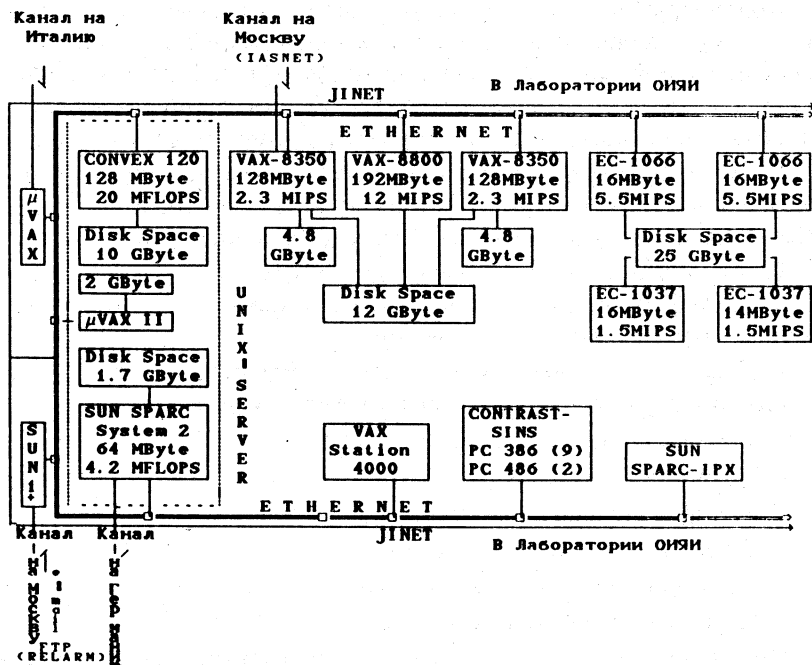


Рис. 13. Центральный вычислительный комплекс ОИЯИ

- многомашинный комплекс ЕС ЭВМ, в составе которого имеется два матричных процессора с производительностью до 20 MIPS на векторных операциях;
- VAX-станция-4000;
- SUN SPARC-IPX-станции (2 шт.);
- комплекс рабочих станций КОНТРАСТ-СИНС.

Примечание: В июле 1994 г. производительность ЦВК была существенно увеличена за счет включения в его состав ЭВМ CONVEX 220 с производительностью 100 MFLOPS.

Для архивирования, хранения и обработки больших объемов данных используются магнитные ленты различной плотности (от 800 до 6250 bpi), картриджи, EXABYTE-8500, CD-ROM.

Основная задача UNIX-сервера заключается в обеспечении в среде UNIX пользователей локальной сети ОИЯИ вычислительным, программным, файловым и информационным сервисом. Для ее решения планируется приобретение интегрированной многопроцессорной системы на базе CONVEX-220 с двумя RISC-процессорами HP/735, многопроцессорного сервера SUN SPARC 1000, расширение дискового пространства и создание системы массовой памяти на базе устройств типа EXABYTE-8500.

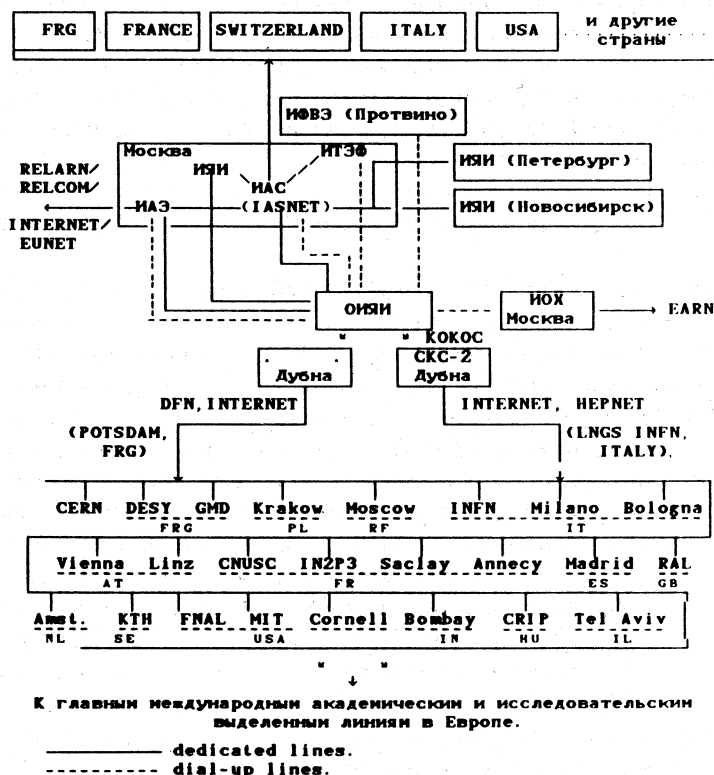


Рис. 14. Схема связей ОИЯИ с международными компьютерными сетями Европы, Америки, а также с ядерными центрами России

Средства вычислительной техники подразделений института (ЭВМ измерительно-вычислительных центров лабораторий, SUN- и VAX-станции, microVAX, персональные ЭВМ класса IBM PC XT/AT/286/386/486) являются абонентами сетей JINET (Joint Institute NETwork) и ETHERNET, что обеспечивает пользователям доступ к ресурсам базовых ЭВМ центрального вычислительного комплекса Института. Кроме того, они могут обмениваться письмами, заказывать препринты в научно-технической библиотеке, читать информационные бюллетени, новости, касающиеся сетей и ЭВМ, объявления о семинарах, приказах дирекции и т.п.

Программное обеспечение комплекса включает сетевые пакеты, традиционные системы программирования, СУБД, библиотеки программ CERNLIB, NAGLIB и другое прикладное программное обеспечение,

используемое в физических центрах для проведения экспериментальных и теоретических исследований, в том числе пакеты программ для анализа и управления данными, моделирования электронных экспериментов, поддержки больших программных комплексов, представления данных и др. На ЭВМ CONVEX создан и поддерживается архив свободного программного обеспечения.

Сотрудники Института имеют доступ к базе данных по физике частиц PPDS, информационной подсистеме INIS и международной системе WWW.

Локальная сетевая инфраструктура ОИЯИ подключена к международным компьютерным сетям через выделенные и коммутируемые наземные и спутниковые каналы связи (рис.14). Функционируют два выделенных канала компьютерной связи на Москву. Один с пропускной способностью 9600 бит/с, второй — 19,2 кбит/с. Каналы работают по международному протоколу TCP/IP и предоставляют средства удаленного входа в ЭВМ (в том числе и зарубежные), обмена электронной почтой, материалами телеконференций, файлами данных и программами. Эти системы подключения позволяют организовать обмен по электронной почте и сеансы связи пользователей локальных сетей JINET и ETHERNET ОИЯИ с абонентами или ЭВМ в локальных сетях основных физических центров России (ИФВЭ, Протвино; ИТЭФ, ИЯИ, ИАЭ, ФИАН, Москва; ИЯФ, Гатчина; ИЯФ СО РАН, Новосибирск и т.д.) и западных стран (ФРГ, Франции, Италии, Швейцарии, США).

Для обеспечения участников совместных международных экспериментов более эффективной оперативной связью на базе ОИЯИ, станции космической связи в Дубне (СКС-2) и завода «Тензор» реализованы два канала спутниковой связи.

Один обеспечивает прямой выход в германскую компьютерную сеть DFN, второй — в Италию и через них доступ к другим международным компьютерным сетям.

Эти каналы предоставляют следующие возможности:

- оперативный обмен информацией по электронной почте;
- доступ к базам данных;
- использование общей вычислительной мощности ЭВМ в сети;
- передача массивов экспериментальных данных для обработки на местах в off-line режиме;
- передача факсимильной информации, текстов статей, проведения телеконференций.

Скорость передачи данных в сети по этим каналам составляет 64 кбит/с с возможностью дальнейшего расширения.

Эти каналы открывают сотрудникам ОИЯИ доступ в интерактивном режиме к мощным компьютерам и информационным базам данных науч-

ных центров Европы и мира. Рассматривается возможность использования спутникового канала на Потсдам для проведения телеконференций между ОИЯИ и научными центрами Германии.

Таким образом, хотя компьютерная среда ОИЯИ и обеспечивает участие Института в различных международных коллаборациях, ее возможности заметно ниже тех, которыми располагают ведущие ядерные центры. Это, в первую очередь, относится и к имеющемуся на центральных ЭВМ дисковому пространству, и к скоростям передачи данных по имеющимся каналам связи, а также к оснащению рабочих мест современными персональными компьютерами и рабочими станциями. Следует, однако, отметить, что в последние годы в решении этих вопросов, а также в увеличении производительности центрального вычислительного комплекса, происходят существенные сдвиги.

4. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Программное обеспечение экспериментов в физике высоких энергий — это большой и сложный комплекс разнообразных программ, пакетов и систем, обеспечивающих, в частности, решение следующих задач в ходе обработки и анализа данных: моделирование; реконструкция событий; организация структур данных; интерактивный анализ и представление данных; организация баз данных и работа с ними; статистический анализ и вычисление характеристик изучаемых физических процессов.

4.1. Некоторые специфические особенности программного обеспечения. Проблемы, возникающие при разработке программного обеспечения для больших детекторов современных и будущих экспериментов в физике высоких энергий, были рассмотрены в докладе Р.Бека [85] на конференции по компьютингу в 1987 г. [3]. В частности, отмечается необходимость более согласованных действий в этой области между «экспериментами» и большими институтами; возможное устранение в программном обеспечении трудно поддающихся контролю ситуаций, благодаря внедрению в практику программирования современных технологий и методов, а также необходимость управления небольшим числом программистских лидеров деятельностью добровольцев-физиков (traditional physicist volunteers) и больших контактов как внутри сообщества физиков, так и с представителями других наук, включая компьютерную, а также промышленности.

Оценивая понятие термина «большой эксперимент» применительно к экспериментам в физике высоких энергий, Р.Бек отмечает, что его можно характеризовать следующими данными:

— Типичная коллаборация насчитывает от 100 до 400 физиков. Половина из них обычно вносит вклад в развитие программного обеспечения, а дюжина или более — в решение ответственных или координационных проблем.

— Число компьютеров в типичных экспериментах ≥ 100 .

— Объем программного обеспечения коллаборации — от 100 до 500 тысяч линий. Из них $2/3$ составляют выполняемые коды, $1/10$ — декларативные операторы и одна четверть — комментарии. Естественно, что это относится к программам 80-х гг., написанным на Фортране.

— Анализирующие данные программы обычно состоят из нескольких сотен подпрограмм, их которых от 10 до 20% пишутся непосредственно физиками. Остальная часть содержит программные элементы из поддерживающих эксперимент библиотек общего назначения данной коллаборации и даже коммерческих.

Текущее состояние дел в этой области в 1991—1992 гг. было рассмотрено в обзорах Р.Маунта [16] и П.Кунца [38].

Характеризуя состояние дел с программным обеспечением экспериментов в 1992 г., Р.Маунт отмечал, что, несмотря на очень большие объемы программного обеспечения (сотни тысяч и миллионы линий программных кодов), которое приходится писать участникам коллабораций, в них обычно очень мало или даже вообще нет профессиональных программистов.

Большинство физиков, работающих в этой области исследований, являются программистами, и все они отлично сознают, что ни их собственные коды, ни те, что имеются в базовом обеспечении, не могут не содержать ошибок.

Имеется еще одно важное обстоятельство, на которое нельзя не обратить внимание. Если еще в не очень отдаленном прошлом достоинства программиста определялись его способностями включать максимальное число кодов в минимально возможный объем машинной памяти, а «читабельность» текста другими людьми, вообще говоря, не имела особого значения, то в настоящее время ситуация существенно изменилась. И вопрос — «ясность или эффективность», в основном, решается в пользу первой, естественно, при разумном их сочетании. Более того, в большинстве коллабораций делаются формальные или неформальные попытки заставить программистов писать программы так, чтобы в их текстах могли разбираться и другие лица, например, выпускники университетов.

В качестве основного алгоритмического языка используется Фортран, и попытки заменить его до настоящего времени особых успехов не имели, хотя некоторые сдвиги в этом направлении имеются, а альтернативы Фортрану обсуждаются на конференциях по применению компь-

ютинга в физике высоких энергий [34—38]. Фортран является удобным языком программирования для научных вычислений, но, с точки зрения физиков, он имеет ряд недостатков. Поэтому для их устранения были созданы специальные средства, в частности, для управления структурами данных и машинно-независимого ввода/вывода, которые, собственно говоря, в значительной степени и обеспечили его «живучесть» [16].

4.2. Программные средства. Программные средства в физике высоких энергий делятся на следующие три категории [16]:

1. Системы, написанные для того, чтобы преодолеть ограничения Фортрана. К ним относятся пакет ZEBRA [39], а также его предшественники HYDRA [40], ZBOOK [41] и BOS [42], ZEBRA (The Data Structure Management System) была разработана в CERN, чтобы преодолеть недостатки Фортрана в организации динамических структур данных.

2. Средства, обеспечивающие машинно-независимые функции, такие, как управление кодами, базами данных и библиотеками программ общего назначения, и являющиеся основой для создания конкретных прикладных программ.

Первым примером средств управления кодами является система PATCHY [43]. Эта ориентированная на перфокарты система более двадцати лет обеспечивала развитие и сопровождение программ и адаптировалась на каждый тип ЭВМ, включая БЭСМ-6 [44].

К настоящему времени для решения этой проблемы создана новая система управления кодами CMZ (Code Management System using ZEBRA). Это интерактивная, быстрая, машинно-независимая и совместимая с PATCHY система управления и сопровождения исходных текстов на языках Фортран-77 и Си. Она предоставляет разработчикам эффективные средства поддержки для создания программного продукта, начиная с разработки и кончая его сопровождением [45].

Другим примером, относящимся к этой категории средств, является система управления базой данных HEPDB, которая предназначена для хранения калибровочных констант и обеспечения системы учета. Она создается на основе двух систем DBL3 и OPCAL [46—48], разработанных для отдельных экспериментов. HEPDB использует возможности прямого доступа системы ZEBRA, обеспечивая машинную независимость и поддержку доступа к данным с помощью средств Фортрана [42, 73—80].

Третьим примером этой категории средств является CERN KERNLIB — компактное ядро библиотеки часто используемых сервисных и вычислительных программ и подпрограмм. Эта библиотека внедрена практически на всех типах компьютеров и является важнейшим элементом библиотеки программ CERN [86]. На ее основе создается большинство пакетов прикладных программ CERN и других лабораторий.

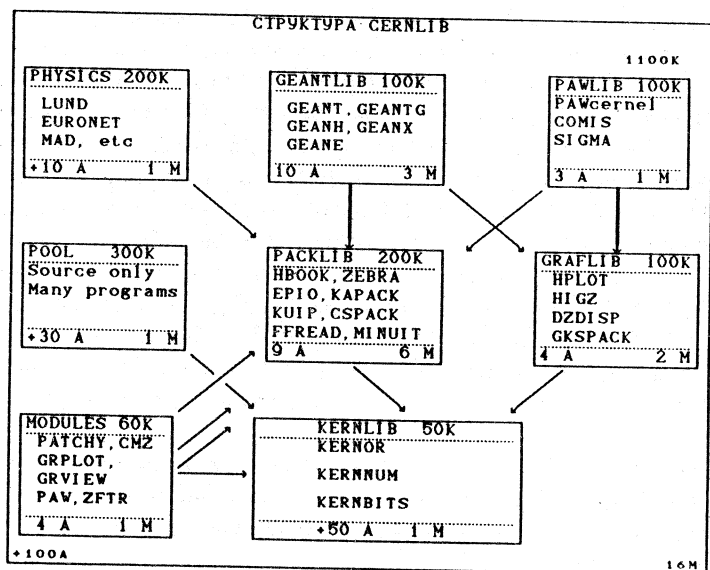


Рис. 15. Структура библиотеки программ CERN (1100 K)

В настоящее время библиотека программ CERN (CERNLIB) распространена среди почти 600 лабораторий и институтов 55 стран мира [86,88,89].

Структура библиотеки показана на рис.15. Ее различные компоненты в сумме составляют более 1 млн. линий с текстами программ, большинство которых написано на Фортране-77. Часть программ в KERNLIB написана на ассемблере (~ 5000 линий). PACKLIB, GRAFLIB и KERNLIB содержат все более возрастающее число подпрограмм, написанных на Си (~ 10000 линий). Оценки числа линий, содержащихся в каждой из компонент библиотеки, приведены в правом верхнем углу соответствующего прямоугольника. Полное число авторов библиотеки — более ста. Внизу слева приведены приближенные оценки числа авторов каждого раздела, а справа — число людей, занимающихся развитием и сопровождением соответствующего раздела.

Для получения документации по программам библиотеки разработана специальная система автоматической генерации программной документации SIM (A Software Information Manager) [87].

4.3. Специфические программные средства. В эту большую категорию включены программы и утилиты, которые специально написаны для многих или отдельных экспериментов.

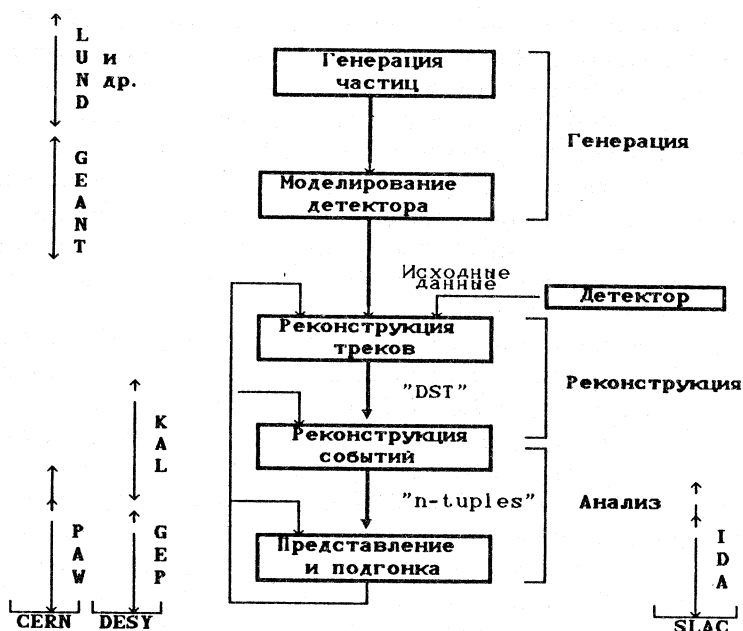


Рис. 16. Схема анализирующей цепочки с программами, которые широко используются на ее различных стадиях

На рис.16 приведена принципиальная схема анализирующей цепочки данных и названия некоторых широко используемых программных средств с указанием стадий, на которых они используются, и лабораторий, в которых они были разработаны.

На стадии генерации частиц моделируется первичное взаимодействие, приводящее к образованию частиц, и распады короткоживущих частиц. Ее результат — 4-векторы долгоживущих частиц. Для этого используется программа LUND [81] или другие программы моделирования подобного типа, которые обеспечивают генерацию частиц.

Многие компоненты для моделирования событий являются общими для некоторых экспериментов. Генераторы событий объединяются в пакеты, которые моделируют известные или гипотетические случаи образования частиц в индивидуальных e^+e^- , e^-p , pp -столкновениях.

Примерами широко используемых генераторов событий являются LUND [69], KORALS [49] и KORALB [50], JETSET [51,52], HERWIG [53—57], PYTHIA [58—60], ISAJET [61], MARS [71,72], EGS [64] GHEISHA [65].

На следующей стадии моделируется поведение события в детекторе. Здесь частицы «проводятся» через детектор, генерируются пространственные точки и «отклики» детектора, которые записываются на файл результатов в той же форме, что и для реальных детекторов. Для решения этих задач широко используется пакет GEANT [62].

На стадии реконструкции треков решается задача распознавания зарегистрированных установкой элементов события, восстанавливаются сегменты его треков и производится предварительная идентификация, в ходе которой составляется список вероятностей принадлежности трека к тому или иному типу частиц.

На стадии реконструкции события восстановленным трекам на основе данных об идентификации приписываются значения масс и формируются 4-векторы. Из их комбинаций составляются гипотезы о вершинах и топологии события. Результаты этой стадии выдаются в форме гистограмм и n -tuple. Под последними понимаются двумерные массивы, характеризуемые двумя числами. Первое определяет число записей на один элемент массива, а второе — полное число элементов. Каждый элемент n -tuple может рассматриваться как физическое событие, характеризующееся небольшим набором физических величин (записей).

Примером программного средства реконструкции событий является разработанный в DESY пакет KAL [83].

На завершающей стадии (представления и подгонки) собранные на предшествующих стадиях статистические данные представляются в виде гистограмм, диаграмм рассеяния и т.п.

Заканчивают цепочку пакеты PAW, GEP и IDA.

PAW — набор пакетов для интерактивного анализа данных, включая генерацию и представление гистограмм и графиков. Он требует от физика написания программы для извлечения из сложной структуры данных, описывающих каждое событие, небольшого числа переменных на событие, которые затем могут быть использованы им для анализа [68].

GEP — интерактивная анализирующая программа для анализа данных в физике высоких энергий, созданная в DESY. Она предоставляет пользователям много возможностей для операций с данными, получения гистограмм, диаграмм рассеяния, графиков, интерактивной подгонки данных и генерации новых гистограмм или диаграмм рассеяния из многомерных распределений [82].

IDA — интерактивная система для анализа данных в физике высоких энергий, которая широко используется в SLAC для анализа DST [84].

Пакет GEANT является в настоящее время компонентой большинства монте-карловских программ для текущих и будущих экспериментов. Подпрограммы GEANT «проводят» частицы через детектор с учетом сечений взаимодействия в чувствительных и нечувствительных элементах

детектора. Затем эти данные преобразуются в отклики элементов детектора [62,63].

Типичная коллаборация включает сотни физиков из десятков институтов. Вычисления для этих экспериментов производятся как в основном центре, так и в институтах — участниках коллабораций, создавая распределенную базу данных, которая требует управления и доступа к большим количествам данных, находящихся на различных устройствах, распространенных по большой географической площади. Для ее решения была разработана специальная система FATMEN (Distributed File and Tape Management System).

FATMEN — это каталог наборов данных, который является новым инструментом, сконструированным для того, чтобы решать проблему управления и адресации к сотням тысяч наборов данных, распределенных (и, вероятно, дублированных) по многим компьютерам. FATMEN обеспечивает пользователям доступ к данным независимо от системы, на которой они работают, или от размещения самих данных. Данные могут храниться на локальной или удаленной машине и находиться на диске, ленте или другом носителе. Во всех случаях интерфейс пользователя идентичный. FATMEN обеспечивает три основные функции: идентификацию, доступ и управление данными [66,67].

4.4. Будущие программные средства. Рассматривая возможные пути развития программных средств в физике высоких энергий, П.Кунц [38] отмечает, что никто не может с уверенностью предсказать их будущее, т.к. в сфере компьютерной технологии наблюдается очень быстрое развитие как технических, так и программных средств. Ключевым вопросом, по его мнению, является путь, по которому пойдет развитие программного обеспечения. Эволюционный подход будет означать постепенный переход к Фортрану-90 с его новыми возможностями, которые облегчат задачу написания программ для физического анализа и анализирующих средств [90]. Революционный — изменение языка программирования и использование объектно-ориентированной парадигмы. В том и другом случае подразумевается добавление к имеющимся средствам графического интерфейса пользователя CUI (Graphic User Interface) [138].

Вплоть до недавнего времени почти все средства для физического анализа создавались на основе Фортрана и средств, расширяющих его возможности, о которых уже ранее шла речь.

Многие исследователи, работающие вне физики высоких энергий, нашли, что объектно-ориентированное программирование (ООП) является лучшим способом для создания средств моделирования и анализа. Это есть реальная революция в создании программ. Объектно-ориентиро-

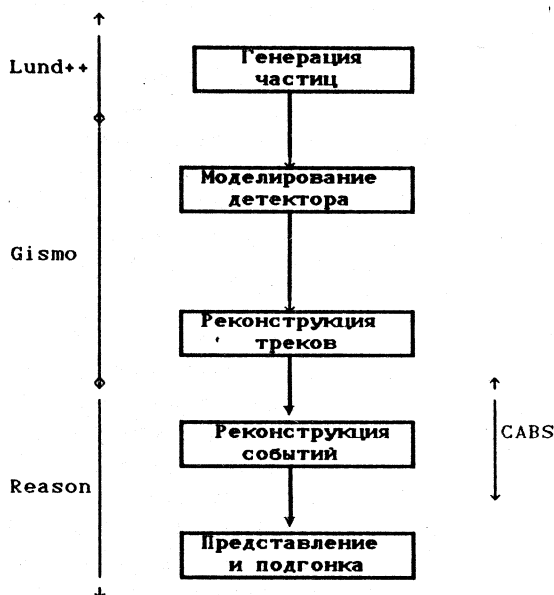


Рис. 17. Новые средства анализа данных в 90-х годах

ванное программирование не связано с определенным языком. Для его реализации используются языки Objective-C, Си++, SmallTalk и Eiffel [16].

В связи с тенденцией к большему использованию UNIX [106—111,139] возрастает применение языка Си для создания систем управления окнами, операционных и сетевых систем. Он также используется многими физиками при создании систем сбора данных. Таким образом, есть большой вопрос для будущего: остановит ли Фортран-90 переход к Си [91]?

Однако применение Си не решает проблему ввода-вывода структур данных. Для ее решения была создана система СНЕЕТАН, которая обеспечивает пользователя набором Си-функций для управления этими структурами [92].

Техника объектно-ориентированного программирования позволяет создавать сложные программы с минимальными затратами [93—96].

Универсальный язык программирования Си++ является развитием языка Си в направлении объектной ориентированности и включения в него механизмов контроля типов, абстракции данных и совмещения операций [97].

Прототипы потенциально революционных новых программных средств для физического анализа рассмотрены П.Кунцем [38].

На рис.17 приведена схема этих средств, охватывающая весь цикл анализа, начиная с генерации событий и кончая представлением данных и фитированием.

Lund++ — программа для моделирования процессов генерации частиц [98,99]. Первоначальный вариант программы был написан в SLAC на языке Objective-C. В дальнейшем она была переписана на языке Си++. Эти прототипы показали, что ООП-подход является мощным средством для решения задачи моделирования.

Gismo — пакет программ для моделирования детекторов и реконструкции треков [35].

Reason — проект был начат летом 1989 г. для исследования возможности приложения техники визуального программирования [100].

CABS — пример использования объектно-ориентированной техники для физического анализа распадов *B*-мезонов [101].

На компьютерной конференции в 1992 г. примерам применения техники объектно-ориентированного программирования была посвящена специальная секция, на которой было сделано 11 докладов. Это говорит о все большем проникновении этих методов в физику высоких энергий.

Проводятся работы по автоматизации процесса генерации цепочек программ для анализа данных на Фортране, например, CAB (The Cosmos Application Builder) [102].

Таким образом, в настоящее время развитие программного обеспечения экспериментов в физике высоких энергий идет по двум направлениям в условиях «мирного сосуществования». Наряду с этим также разрабатываются методы параллельных вычислений [128,129].

4.5. Обеспечение доступа к большим массивам данных. В настоящее время и, вероятно, в течение последующих 20 лет большой проблемой в ФВЭ-компьютинге будет обеспечение доступа сотен физиков к большому количеству данных, которые хранятся на различных носителях информации.

Для решения этой задачи используются различные носители информации (магнитные ленты, картриджи с автоматическими загрузчиками, EXABYTES) и магнитные диски, на которые переписывается информация, требующаяся в данный момент для текущей работы. Для организации доступа к нужным данным разрабатываются подходы, основанные на использовании специализированных баз данных [103,104].

Возможно, что при снижении стоимости устройств прямого доступа эти данные будут запоминаться на устройствах с прямым доступом. В связи с этим следует, по-видимому, обратить внимание на оптические

диски, которые в настоящее время представляются наиболее перспективными носителями больших объемов информации. По сравнению с магнитными носителями они пока характеризуются большим временем доступа и более высокой стоимостью. Однако развитие операционных систем, общих баз данных, систем обработки изображений, возможно, приведет к смещению экономического баланса в пользу оптической памяти. Никакая другая технология не может сейчас конкурировать с технологиями оптической памяти в ситуациях, когда объем ежедневно записываемой информации составляет гигабайты. Внедрение перезаписываемых оптических систем, позволяющих работать фактически с безграничными объемами информации, возможно, создает хорошие предпосылки для последующего внедрения этой технологии [105].

Частное решение этой проблемы может опираться на то, что не все данные требуются физикам для анализа одинаково часто. Некоторые события требуются для изучения чаще, чем другие. Кроме того, в каждом событии имеется часть исходных или восстановленных величин, к которым обращаются чаще, чем к другим.

Одним из частных вариантов решения проблемы управления данными может быть не очень гибкое решение, которое было применено в L3-эксперименте. Его суть заключается в следующем: данные после реконструкции разделяются на 27 отдельных потоков. Одна половина потоков содержит полную информацию о событиях, другая — только часть наиболее часто используемых структур восстановленных данных. Информация, содержащаяся в каждом из потоков, объединяется в массивы по 200 Мбайт каждый, записывается на картриджи и при необходимости переписывается с них на диск для последующей пересылки на рабочие станции физиков. Такого типа системы используют специальные каталоги для обеспечения физикам доступа к данным и соответствующим устройствам [66].

Разнообразие операционных систем, с которыми приходится иметь дело физикам, создает определенные трудности в работе, и ситуация меняется в пользу операционных систем UNIX [16, 106—111, 139].

5. ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И МЕЖДУНАРОДНЫЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

Вопросам информационного обеспечения исследований в физике высоких энергий уделяется большое внимание. Это проявляется, в частности, в создании специализированных баз данных и информационно-поисковых систем, например, FreeHEP, QSPIRES, PPDS, WWW.

Для сбора информации о программном обеспечении экспериментов в физике высоких энергий создана специальная организация FreeNEP, доступ к информационному фонду которой осуществляется с помощью электронной почты.

FreeNEP — это организация, предназначенная для предоставления информации об имеющемся программном обеспечении, которое может представлять интерес для исследований по физике высоких энергий и организации простого доступа к ней пользователей и разработчиков.

Так как накапливаемая в FreeNEP информация должна быть максимально полной, то она принимает все программное обеспечение, которое может быть полезно для физики высоких энергий.

По этой причине не устанавливаются требования на методы распространения, постановки, документацию, языки, машинную поддержку и т.д. Все это оставляется авторам. Развитие и поддержка программного обеспечения не является задачей FreeNEP. Ее функции ограничены сбором информации, обеспечением простого доступа к ней заинтересованных лиц и оказанием помощи авторам разработок и пользователей в установлении контактов.

Основными компонентами FreeNEP являются:

- а) глобальная компиляция программного обеспечения, представляющего интерес для физиков;
- б) удобные пути доступа к информации;
- в) пользовательская сеть группы новостей для того, чтобы пользователи и авторы могли обсуждать проблемы, предложения, новые идеи и т.д.;
- г) набор руководств по различным общим направлениям, например: «как использовать», «как работать с FreeNEP» и т.д.

Для того чтобы внести в информационный фонд FreeNEP информацию или получить ее из фонда, нужно войти в контакт с одним из редакторов с помощью электронной почты.

В настоящее время в FreeNEP имеются следующие разделы: Graphics, Visualization, GUI; Detector Simulation; Data Acquisition; Detector Simulation; Analysis and Data Reduction; Event Generators & Software Engineering; General Libraries; Parallelism and Distributed Computing; Software Engineering; Software compilation; Events Generators; Data Bases; CAD/CAE systems.

Предложение о создании этой системы было высказано на совещании NEPLIB, проводившемся в лаборатории SSC в январе 1991 г. Инициаторами ее создания и авторами первоначального варианта являются Тони Джонсон, Андреа Палонек и Саул Юсеф.

Информационно-поисковой системой, ориентированной на физические исследования, является система SPIRES (Stanford Physics

Information Retrieval System) [141]. Эта система состоит из нескольких баз данных, поддерживаемых SLAC в коллаборации с DESY, LBL и рядом других институтов. Доступ к ней осуществляется через удаленный сервер, установленный на BITNET узле SLACVM и обеспечивающий поиск информации для пользователей SLAC в интерактивном режиме. ОИЯИ расположен достаточно далеко от этого узла, и доступ к нему производится в настоящее время через электронную почту. Запросы выполняются в течение двух-трех суток, и объемы пересылаемых данных ограничены. Но тем не менее новейшая информация, поступающая в систему, может быть получена в ОИЯИ намного быстрее, чем это может быть сделано любым другим способом.

В Институте физики высоких энергий (Протвино) реализуется проект КОМПАС, цель которого — развитие первоначальной идеи групп систематизации LBL (США) и RAL (Англия) о создании системы баз данных физики частиц для сбора и оценивания экспериментальных данных и обеспечения их доступности для физического сообщества [142].

Создание международных компьютерных сетей, охватывающих научный и деловой мир, и базирующихся на них распределенных информационных систем привели к созданию специализированных систем поиска информации (GOPHER, WAIS и WWW).

Поясним их назначение на примере системы INTERNET [148]. Система INTERNET — это не просто электронная почта. Компании во всем мире используют ее для поиска и получения информации разных видов. Пользуясь этой всемирной информационной сверхскоростной магистралью, можно найти все — начиная с последних статей, посвященных исследованиям в области вселенского разума, и кончая текстами популярных песен.

Однако отыскать нужную информацию не всегда просто. Если принять во внимание тысячи баз данных и десятки навигационных систем, не исключено, что поиски в разветвленной сети INTERNET займут часы или даже дни. К счастью, некоторые удобные вспомогательные программы для INTERNET помогают быстро найти всю требуемую информацию.

INTERNET способна работать с тремя основными системами поиска и получения информации: GOPHER, WAIS (Wide-Area Information Servers) и WWW (World-Wide Web).

GOPHER — наиболее широко распространенная система поиска в сети INTERNET, позволяющая находить информацию с помощью ключевых слов и фраз. Работа с системой GOPHER начинается с просмотра оглавления, при этом пользователю предлагается пройти сквозь ряд вложенных меню и выбрать нужную тему. В INTERNET в настоящее время имеется свыше 2000 систем GOPHER, часть из которых является узко-

специализированными, а часть содержит более разностороннюю информацию.

Gopher позволяет получать информацию без указания имен и адресов авторов, благодаря чему пользователь не тратит много времени и нервов. Он просто сообщает системе Gopher, что именно ему нужно, и система находит соответствующие данные. Программное обеспечение для создания Gopher-сервера бесплатно распространяется в системе INTERNET, однако если пользователь устанавливает свой собственный Gopher, он должен купить лицензию у Университета штата Миннесота.

WAIS — еще более мощное средство получения информации, чем Gopher, поскольку оно осуществляет поиск ключевых слов во всем тексте документа. Запросы посылаются в WAIS на упрощенном английском языке. Это значительно легче, чем формулировать их на языке алгебры логики, и это делает WAIS более привлекательной для случайных пользователей. Имеется более 200 WAIS-библиотек, информация в которые предоставляется преимущественно сотрудниками академических организаций на добровольных началах. Поэтому большая часть материалов относится к области исследований и компьютерных наук.

WWW — одна из распределенных информационных систем, разработка которой была инициирована CERN в 1992 г. WWW представляет собой распределенный гипертекст, т.е. набор (очень большой) серверов во всем мире, общающихся с клиентами с помощью сетевого протокола TCP. Серверы, как правило, имеют на своем компьютере некий набор документов, к которым данная организация предоставляет доступ остальному миру. Отличительной чертой таких документов является возможность иметь в теле ссылки на другие (расположенные, быть может, в другой стране) документы или их части. Эта особенность и приводит к «паутине», взаимопереплетению документов, которые могут содержать inline графику, звук и т.д.

WWW очень активно используется в исследовательском сообществе, в частности, в CERN, для организации взаимодействия и общей информационной основы для рабочих групп, например, ATLAS. В ОИЯИ имеется возможность доступа к этой системе [147].

Эти информационные системы хорошо знают друг друга и могут эффективно взаимодействовать. Как правило, они «сидят» на общем поле документов. Рядом находится архивная и справочные службы (ARCHIE, FTP), базы данных, словом, некий информационный конгломерат, который должен помочь пользователю быстро и эффективно извлечь все, что он только захочет.

6. НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, ИХ ТРЕБОВАНИЯ К КОМПЬЮТИНГУ И НАЗНАЧЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Проблемы, которые поставила перед компьютерингом разработка новых ускорителей (LHC и SSC) и планируемые на них эксперименты, были рассмотрены в 1990 г. на симпозиуме, посвященном детекторам для SSC [140]. Несмотря на прекращение сооружения этого ускорителя в 1993 г. актуальность поднятых на симпозиуме проблем сохранилась, так как речь, в основном, шла о компьютерных средах нового «поколения» экспериментов и путях решения проблемы компьютеринга в физических исследованиях в условиях его интенсивного развития. Кроме того, весь комплекс поднятых на симпозиуме проблем актуален не только для экспериментов, планируемых на LHC, но также и для других больших электронных экспериментов, так как рассмотренный путь решения проблемы компьютеринга в новых условиях имеет достаточно общий характер.

При рассмотрении основных характеристик компьютерной проблемы для нового поколения коллайдеров отмечалось следующее.

1. Каждый эксперимент будет генерировать ежегодно от 10 до 100 Тбайт необработанных данных. Кроме того, при обработке типичных событий объем информации на одно событие будет удваиваться. К большинству этих данных должны иметь доступ физики основной лаборатории и сотрудничающих с ней удаленных институтов.

Система управления данными должна удовлетворять следующим требованиям. При решении задач, требующих большой статистики, потребуется просматривать большие массивы данных событие за событием, выбирая лишь несколько цифр, относящихся к каждому из них. С другой стороны, при исследовании редких процессов потребуется поиск отдельных событий в огромных массивах данных с тем, чтобы иметь возможность анализировать все относящиеся к ним данные. Организация данных должна обеспечивать эффективный поиск этих двух типов информации.

2. Физикам потребуется хороший интерактивный компьютеринг и эффективный доступ к большим базам данных. Программное обеспечение должно включать статистические пакеты, мощную графику и интерфейсы пользователя для построения сложных программ из простых модулей. Важной целью будущих программных систем, которые необходимо реализовать, должна быть такая организация работы программ, при которой физикам кажется, что они работают на своих локальных рабочих станциях. Они не должны заботиться о том, где выполняются их программы и где хранятся требующиеся им данные.

3. Текст программного обеспечения современных экспериментов достигает миллиона строк на Фортране. Разработка таких программных систем является сложной задачей для любой группы. Для обеспечения надежности создаваемого программного обеспечения и сопровождения его не только авторами необходимо использовать при конструировании, документировании и тестировании программ современные средства разработки, а также внедрять стандарты и фирменные разработки.

Поскольку создание распределенных систем на базе RISC-процессоров и мощных рабочих станций обеспечивает вычислительный ресурс экспериментов, то решение компьютерной проблемы сводится к решению следующих задач:

- организация хранения и управления данными;
- создание соответствующей компьютерной среды;
- внедрение современных методов разработки программного обеспечения.

Далее было отмечено, что разработка систем программного обеспечения для новых экспериментов потребует также изменения стиля и методов работы физиков. Решение этой задачи должно производиться совместными усилиями трех групп: самих экспериментаторов, программистов основной лаборатории и компьютерной индустрии.

Задача экспериментаторов — планировать, проектировать и финансировать компьютерные системы, так же, как и детекторы. В то же время им потребуются совместно с руководством лаборатории определять требования к компьютерным системам и программному обеспечению, которые должны поддерживаться центральным вычислительным комплексом.

Задача лаборатории — обеспечивать централизованную поддержку экспериментов путем создания соответствующих вычислительных и программных систем, разработки и внедрения методов их создания на основе новейших технологий и промышленных разработок.

Лаборатория должна также разработать механизм, с помощью которого группы экспериментаторов смогут управлять выбором систем, поддерживаемых на уровне лаборатории, а также способствовать поддержке подходящих стандартов и мониторингованию соответствующих разработок в компьютерной промышленности.

Опыт CERN и других ведущих физических центров показывает, что даже оснащение крупных электронных экспериментов собственными вычислительными ресурсами, включая достаточно мощные системы, не приводит к снижению темпов развития центральных вычислительных систем. Более того, усложнение характера экспериментов порождает новые требования к центральным вычислительным ресурсам. Поэтому увеличение центрального вычислительного ресурса по-прежнему остается одной из актуальных задач, при решении которой необходимо на-

учиться оценивать реальные потребности экспериментальных групп и ситуацию динамично развивающегося компьютерного рынка [33].

Другой аспект деятельности ЦВК связан с хранением и обеспечением быстрого поиска информации среди огромных объемов данных.

Естественной задачей ЦВК является организация связи центра с мировым научным сообществом.

Наличие в институтах большого парка разнообразных ЭВМ также требует централизованной службы поддержки их аппаратных и программных средств.

Интенсивное развитие компьютерной науки, включая разработку качественно новых технологий для развития программных систем, требует их внедрения в практику. Это и разработка графических интерфейсов пользователя, которые являются решающим фактором улучшения качества программного обеспечения для научных исследований, и использование стандартов, и поиск наиболее подходящих коммерческих и свободно распространяемых продуктов.

Так, например, популярность графических интерфейсов на рынке ПК демонстрирует необходимость следовать этому примеру при разработке программ для исследований в области физики высоких энергий.

Другим новым продуктом, который, вероятно, сильно повлияет на научный компьютеринг, является AVS (Application Visualization System from Stardent Computers). Используя AVS, физик может развивать сложные графические приложения без написания кодов. Этот продукт использовался в D0-эксперименте для представления событий в пространстве (3-мерное изображение). Этот подход подает большие надежды и используется для разработки более общих средств.

Современная генерация экспериментов уже перекрывает по времени более чем один цикл компьютерной технологии. Это обстоятельство создает новые проблемы для разработчиков программного обеспечения. Чтобы обеспечить «выживаемость» систем при изменениях в технологии, новое программное обеспечение должно в максимальной степени использовать коммерческие продукты. Все программное обеспечение, разрабатываемое и покупаемое, должно базироваться на стандартах.

В новых условиях центральные вычислительные комплексы, наряду с решением традиционных задач по обеспечению вычислительными ресурсами, хранением и распространением данных, сетевой поддержкой и информационным обеспечением экспериментов, организацией и координацией работ физиков и промышленности, будут играть роль «мозговых» центров по разработке и внедрению новых технологий в системы обработки и анализа экспериментальных данных, базирующихся в значительной степени на перспективных разработках аппаратных и программных средств.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для эволюции компьютеринга в физике высоких энергий в последние годы было характерно следующее.

1. Прогресс в развитии распределенных вычислительных систем, эксплуатации быстро развивающихся рабочих станций и сетей передачи данных.

2. Рост вычислительной мощности для пакетной обработки данных, включая обычные ЭВМ общего назначения, разработка и эксплуатация в широких масштабах дешевых распределенных вычислительных систем, что в конечном итоге привело к постановке вопроса о замене больших ЭВМ распределенными вычислительными системами на базе RISC-процессоров и мощных рабочих станций.

3. Становление персональных рабочих станций как основного орудия для интерактивного анализа данных.

4. Внедрение локальных и глобальных сетей передачи данных.

Большое внимание центры физики высоких энергий уделяют привлечению к подготовке и проведению исследований ученых из других центров и высших учебных заведений, обеспечивая им возможность участия в обработке данных с рабочих мест.

Для активного участия в экспериментах необходимы хорошие средства компьютерной связи, соответствующие вычислительные ресурсы, дисковое пространство, системы массовой памяти и графические рабочие станции.

Создание в экспериментальных группах собственных мощных вычислительных систем, обеспечивающих реконструкцию и физический анализ данных, не привело к уменьшению темпов развития центральных вычислительных комплексов, но несколько изменило их функции.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В.В.Кухтину за полезные советы и рекомендации, А.Г.Заикиной и О.И.Попковой за помощь в оформлении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. CHEP 1984. Proc. Symp. Recent Developments in Computing, Processor and Software Research for High Energy Physics. Ed. R. Donaldson and M. Kreisler. Mexico City: Univ. Nac. Auto. Mexico.
2. CHEP 1985. Proc. Conf. on Computing in High Energy Physics. Ed. L.O. Hertzberger and W. Hoogland, Amsterdam: Elsevier.
3. CHEP 1987. Proc. Int. Conf. Computing in High Energy Physics. Ed. W. Ash, Comput. Phys. Commun., 1987, vol. 45.
4. Carpenter B., Jones C., Kellner G. et al. — Report CERN DD/88/1, Geneva, 1988.
5. CHEP 1988. Proc. Int. Conf. on Impact of Digital Microelectronics and Microprocessors on Particle Physics. Ed. M. Budinich, E. Calstelli and A. Colavatia. Singapore: World Scientific.

6. CHEP 1989. Proc. Int. Conf. on Computing in High Energy Physics. Ed. R.C.E. Devenish and T. Daniels. Comput. Phys. Commun., 1989, vol.57.
7. CHEP 1990. Computing for High Luminosity and High Intensity Facilities (AIP Conf. Proc., vol.209). Ed. J.Lillberg and M.Othoud.
8. Proc. Symp. on Detector Research and Development for the Superconducting Super Collider. Ed. T.Dombeck, V.Kelly and G.P.Yost. 1990, Fort Worth, Texas.
9. CHEP 1991. Proc. Int. Conf. Computing in High Energy Physics'91. Ed. Y.Watase and F.Abe. Tokyo: Universal Academy Press.
10. Proc. Int. Workshop on Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics. Lyon, France, 19—24 March, 1990. Singapore: World Scientific Publishing, 1991.
11. Computing at CERN in the 1990s, CERN Int. Report, 1989.
12. CHEP 1992. Proc. Int. Conf. Computing in High Energy Physics'92. Ed. C.Werkerk and W.Wojcik. 1992, CERN 92-07.
13. Delfino M., Pacheco A. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.177.
14. Garnto K.A., Ikeda M., Levinthal D. et al. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.171.
15. Grosdidier G. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.459.
16. Mount R.P. — Phys. Rep. Prog. Phys., 1992, vol.55, p.1385.
17. Mount R.P. — CERN School of Computing. CERN, Geneva, 1989, 89-06, p.306.
18. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. — Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.
19. Мохов Н.В. — ЭЧАЯ, 1987, т.18, вып.5, с.960.
20. Newman H.B. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.45, p.27.
21. Letter of Intent by the Solenoidal Detector Collaboration, 1990, SDS-90-00151.
22. CERN/LEPC/84-6, LEPC/PR4/L3, 23 January, 1984.
23. Dahl-Jensen E., Dress J.K., Grant A. et al. — Report DELPHI Collaboration. DELPHI 88-65 PROG., 116 CERN, 1988.
24. Смирнов Н.Н. — Программные средства персональных ЭВМ. Л.: Машиностроение, 1990.
25. Иванов В.Г., Нодарсе Фернандес Ф. — Сообщение ОИЯИ P12-92-386, Дубна, 1992.
26. Eisenhandler E. — RAL-88-026, Manchester, 1988.
27. Le Du P. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.45.
28. Карлов А.А., Ломов А.К., Смолякова Т.Ф. — В сб.: Труды Межд. школы по вопросам применения ЭВМ в физических исследованиях. ОИЯИ, Д10-89-70, Дубна, 1989, с.73.
29. Kindel B. — How Fast is Fast, BYTE, 1989.
Липкин И. — Компьютер Пресс, 1990, т.5, с.7.
30. The Computer Journal. 1975, vol.19, No.1, p.43.
31. Communication of the ACM. 1984, vol.27, No.106, p.1013.
32. Cormell L.R. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.77.
33. Williams D.O. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.67.
34. Werner C.M.L., Souza J.M. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.425.
35. Atwood W.B., Burnett T.H., Cailliau R. et al. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.433.
36. Katayama H. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.439.
37. Oleynik G.A. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.445.
38. Kunz P.F. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.303.
39. Brun R., Zoll J. — CERN Program Library Q100, 1987.
40. Zoll J. — CERN Program Library Q101, 1989.
41. Brun R., Hansroul M., Lassale J.C. — CERN Program Library Q210, 1984.
42. Blobel V. — DESY Int. Report R1-88-91, 1988.

43. Klein H., Zoll J. — CERN Program Library Q400, 1980.
44. Говорун Н.Н., Дорж Л., Иванов В.Г. и др. — ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып.3, с.743.
45. Brun M., Brun R., Rademakers A. — Comput. Phys. Commun., 1989, vol.57, p.235.
46. Adeve B., Bagnaia P., Banerjee S. et al. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.323.
47. Mount R.P. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.45, p.299.
48. Cranfield R., Holl B., Jones R.W.L. — 1991 OPAL User Guide OPAL Collaboration, CERN OC504/OPAL/OFFL/36/0003.
49. Jadach S., Ward B.F., Was Z. — In Z Physics at LEP 1. Ed. Altarelli G., Kleiss R., Verzegnassi C. CERN Yellow Report 89-03, 1989.
50. Jadach S., Was Z. — Comput. Phys. Commun., 1985, vol.36, p.191.
51. Sjostrand T. — Comput. Phys. Commun., 1982, vol.27, p.243.
52. Sjostrand T., Bengtsson M. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.43, p.367.
53. Marchesini G., Webber B. — Nucl. Phys., 1988, vol.B310, p.461.
54. Knowles I.G. — Nucl. Phys., 1988, vol.B310, p.571.
55. Catani S., Marchesini G., Webber B. — Nucl. Phys., 1991, vol.B349, p.635.
56. Abbiendi G., Stanco L. — 1991 Comput. Phys. Commun., 1991, vol.66, p.16.
57. Marchesini G., Webber B., Abbiendi G. et al. — Comput. Phys. Commun., 1992, vol.67, p.465.
58. Bengtsson H.-U. — Comput. Phys. Commun., 1984, vol.31, p.323.
59. Bengtsson H.-U., Sjostrand T. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.46, p.43.
60. Sjostrand T., van Zijl M. — Phys. Rev., 1987, vol.D36, p.2019.
61. Paige F., Protopopescu S. — Report BNL, 1986, BNL 38774.
62. Brun R., Bruyant F., Maire M. et al. — CERN Program Library W5013, 1986.
63. Brun R., Carminati F. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.451.
64. Nelson W.W., Hirayama H., Rogers D.W.O. — Report SLAC, 1985, SLAC-265.
65. Fesefeldt H. — Phys. Inst., RWTH Aachen PITHA 85/2, 1985.
66. Shiers J., Goossens M. — CERN Program Library Q123, 1991.
67. Shiers J. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.329.
68. Brun R., Couet O., Vandoni C. et al. — CERN Program Library Q121, 1989.
69. Bengtsson H.U. — Comput. Phys. Commun., 1984, vol.31, p.323.
70. Anderson B. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.29, p.33.
71. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. — Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
72. Mokhov N.B., Gossairt J.D. — Nucl. Instr. Meth., 1986, vol.A244, p.349.
73. Matthens R. — CERN Program Library Z303, 1987.
74. Putzer A. — Comput. Phys. Commun., 1989, vol.57, p.156.
75. Putzer A. — Proc. CERN School of Computing Troio. Sept. 1987; Heidelberg Univer. Rep. HD-IHEP-88-02, 1988.
76. Blobel V. et al. — Databases and Bookkeeping for HEP Experiments, RL-83-085, 1983.
77. Gopal G.P. et al. — Report CERN, DELPHI 86-28 PROG-46, 1986.
78. Mount R.P. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.45, p.299.
79. Nagy E. — L3 Report, No.486, 1987.
80. Fisher S.M., Palazzi P. — Comput. Phys. Commun., 1989, vol.57, p.169.
81. Palounek A.P.T., Youssef S. — LBL-2915-mc, May 1990.
82. Bassler E. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.45, p.201.
83. Hartwic Albrecht (DESY) — Private Communication.
84. Burnet T.H. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.45, p.195.
85. Bock R.K. — Comput. Phys. Commun., 1987, vol.45, p.15.
86. Brun R., Carminati F., Marquina M. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.315.

87. Maidantchik C., da Rocha A.R.C., de Souza J.M. et al. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.335.
88. Brun R., Lienart D. — CERN Program Library Y250, 1984.
89. James F. — CERN Program Library Q121, 1989.
90. Metcalf M. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.411.
91. Керниган Б., Ритчи Д. — Язык программирования Си: Пер. с англ. М.: Финансы и статистика, 1992.
92. Kunz P., Word G. — Proc. of the Workshop on Data Structures for Particle Physics Experiments. Erice, Nov. 1990.
93. Федоров А.Г. — Мир ПК, 1991, 3, с.20.
94. Kunz P. — Proc. Computing for High Luminosity and High Intensity Facilities. Santa Fe, April 1990.
95. Рассохин Д.Н. — Мир ПК, 1992, 6, с.120.
96. Рассохин Д.Н. — Мир ПК, 1992, 7, с.116.
97. Страуструп Б. — Язык программирования Си++: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1991.
98. Atwood W.B. et al. — Proc. Symposium on Detector Research and Development for the Supercollider, Fort Worth, 1990.
99. Lonnblad L. — University of Lund. Priv. commun.
100. Atwood W.B. et al. — The Reason Project. Proc. Computing for High Luminosity and High Intensity Facilities. Santa Fe, April 1990.
101. Katayama N. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.339.
102. Hexas G., de Souza J. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.359.
103. Baden A., Grossman R. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.59.
104. Barone L.M. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.299.
105. Липкин И., Николаев А. — Компьютер Пресс (обзор зарубежной прессы), 1990, вып.5.
106. Butler J.N. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.555.
107. Eades C.A. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.583.
108. Lauer R. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.591.
109. Pabrai U. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.597.
110. Nichols J. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.605.
111. Nichols J. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.611.
112. Cambel J.N. — Comput. Phys. Commun., 1989, vol.57, p.129.
113. Мячев А.А. — Персональные ЭВМ: краткий энциклопедический справочник. М.: Финансы и статистика, 1992.
114. Смирнов А.Д. — Архитектура вычислительных систем. М.: Наука, 1990.
115. Dolbilov A., Dorokhin A., Fariseev V. et al. — Proc. 4th Joint European Networking Conference «European Research Networking in a Global Context», 1993, Rare, p.214.
116. Fluckiger F. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.709.
117. Chartrand G. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.703.
118. Kunz P.F. — Nucl. Instr. Meth., 1976, vol.135, p.435.
119. Nalatsis C. et al. — Comput. Architecture News, 1980, vol.8, p.278.
120. Kunz P.F. — CHEP 1984 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.197.
121. Brafman H., Notz D. — CHEP 1984 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.211.
122. Ferran P.M. et al. — CHEP 1985 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.322.
123. Metcalf R., Boggs D. — Commun. ACM, 1976, vol.19, p.395.
124. Mount R.P. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.691.
125. Baund J.-P., Bunn J., Cane F. et al. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.571.

126. Biel J., Areti H., Atac R. et al. — *Comp. Phys. Comm.*, 1987, vol.45, p.331.
127. May E. — *Comp. Phys. Comm.*, 1989, vol.57, p.278.
128. Dittus F. — *Comp. Phys. Comm.*, 1989, vol.57, p.395.
129. Cooper P. — CHEP 1990 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.3.
130. Mount R. — CHEP 1990 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.44.
131. Amako K. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.11.
132. Hash T. et al. — Fermilab's Advanced Computer Research and Development Program (Fermilab FN 83), 1983.
Gaines I., Areti H., Atac R. et al. — *Comp. Phys. Comm.*, 1987, vol.45, p.323.
Hash T. — *Comp. Phys. Comm.*, 1989, vol.57, p.47.
133. Delfino M. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.23.
134. Butler J.N. — CHEP 1992 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.6.
135. Altaber J., Cannon S., Carpenter B. et al. — CHEP 1992 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.403.
136. Wechselberger G. — *Computer World Moscow*, 1993, No.39, p.10.
137. Watase Y. — *Comp. Phys. Comm.*, 1989, vol.57, p.198.
138. Etienne F. — CHEP 1991 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.515.
139. Doeppner T.W.Jr. — CHEP 1992 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.123.
140. Loken S.C. — *Proc. Symp. on Detector Research and Development for the SSC*. Fort Worth, Texas, Oct. 15—18, 1990, p.604.
141. Galic H. — SLAC-Report-393, June 1992.
142. Алехин С.И., Базеева В.В., Грудцин С.С. и др. — В сб.: *Тр. Межд. школы по вопросам применения ЭВМ в физических исследованиях*. ОИЯИ Д10-89-70, Дубна, 1989, с.208.
143. CERN Annual Report 1992, vol.II, p.7.
144. CERN Computer Newsletter, March—April 1992, No.206.
145. CERN Computer Newsletter, January—February 1993, No.210.
146. KEK Annual Report April 1992 — March 1993.
147. Bernes-Lee T., Cailliau R. — CHEP 1992 (Computing in High Energy Physics Conf. Series), p.75.
148. Levin J. — *Computer World Moscow*, 1993, No.45, p.23.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ПОМЕЩЕННЫХ В ВЫПУСКЕ

УДК 539.12.01

Твисторный подход в теории $D = 10$ суперструн Грина — Шварца. Бандос И.А., Желтухин А.А. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1994, том 25, вып.5, с.1065.

Рассмотрены новые твисторные формулировки десятимерной суперструны Грина — Шварца с $N = 10$ расширенной суперсимметрией, а также их обобщения на $N = 1$ супермембраны размерностью p (супер- p -браны), включая $D = 11$ супермембрану. В качестве твисторных переменных использованы спинорные гармоники, являющиеся обобщением 4-мерных диад Ньюмена-Пенроуза на высшие размерности пространства-времени. Изучены уравнения движения суперструн в лагранжевой и гамильтоновой картинах. Доказана классическая эквивалентность предлагаемой твисторной и стандартной формулировок действия суперструны. Проведено ковариантное расщепление всех связей суперструны на связи первого и второго рода. Предъявлен полный набор неприводимых, ковариантных связей первого рода, генерирующих K -симметрию и другие калибровочные симметрии твисторного действия суперструны, и построена их алгебра градуированных скобок Пуассона. Изучена симплектическая структура ковариантных связей второго рода и их алгебра. Обсуждается возможность ковариантного БРСТ-БФВ квантования десятимерных суперструн в рассмотренном твисторном подходе.

Библиогр.: 62.

УДК 539.12.01

Метод вариационной теории возмущений в квантовой теории поля. Сисакян А.Н., Соловцов И.Л. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1994, том 25, вып.5., с.1127.

Дан обзор результатов, полученных в рамках непертурбативного подхода в квантовой теории поля — вариационной теории возмущений. Основные идеи метода и применяемые технические приемы объясняются вначале на простом примере. Затем рассматривается квантово-механический ангармонический осциллятор и вычисляются его характеристики в случае сильной связи. Устанавливается связь с методом Гауссова эффективного потенциала и изучаются свойства сходимости рядов вариационной теории возмущений. На примере скалярной ϕ^4 -модели теории поля рассматривается процедура перенормировки и строится непертурбативная β -функция. Полученный результат находится в согласии с пятипетлевым приближением. Обсуждается вопрос применения метода вариационной теории возмущений к квантовой хромодинамике. Предлагается непертурбативное разложение, основанное на новом малом параметре.

Табл.1. Ил.11. Библиогр.: 65.

УДК 539.1.074

Адронные струи и струйная спектроскопия в коллайдерных экспериментах. Моисеев А.М. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1994, том 25, вып.5, с.1168.

Обзор посвящен экспериментальным исследованиям процессов с образованием адронных струй на e^+e^- - и адронных коллайдерах. Во введении определяется место, которое занимает физика струй в общей картине глубоконеупругих взаимодействий. Второй раздел посвящен анализу основных феноменологических моделей образования струй и успехам, достигнутым в описании глюонного каскада в рамках теории возмущений КХД. В третьем разделе дается краткое описание ряда программ, используемых для моделирования методом Монте-Карло глубоконеупругих процессов. Основные экспериментальные результаты исследований струй в e^+e^- -аннигиляции изложены в четвертом разделе. В нем описаны первые эксперименты, в которых были обнаружены кварковые и глюонные струи, обсуждены алгоритмы выделения струй, а также методика определения сечений и анализа многоструйных событий. Большое место в этом разделе уделено исследованиям структуры струй и результатам сравнительного анализа кварковых и глюонных струй, проведенного на LEP. Пятый раздел посвящен экспериментальным данным, полученным на pp -коллайдерах ЦЕРН и ФНАЛ. Приведены результаты исследования инклюзивного образования струй, методика восстановления обобщенной структурной функции на основании анализа двухструйных событий, данные по многоструйным событиям и результаты анализа фрагментационных функций, полученные на детекторах UA1, UA2 и CDF. Первые результаты по

изучению адронных струй в глубоконеупругих ep -столкновениях на коллайдере HERA представлены в шестом разделе, а в седьмом разделе излагаются проблемы струйной спектроскопии. В этом разделе обсуждаются экспериментальные данные по выделению сигнала от W -бозона в спектре инвариантных масс двух струй на детекторе UA2, а также приводятся результаты моделирования точности восстановления массы W -бозона и t -кварка на e^+e^- -коллайдерах и на pp -коллайдерах нового поколения. В заключении рассмотрены перспективы исследований в области физики струй на e^+e^- - и адронных коллайдерах.

Ил. 23. Библиогр.: 190.

УДК 539.1.074.23

Цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры в физических экспериментах (ОИЯИ, PSI). *Кравчук Н.П.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1994, том 25, вып. 5, с. 1244.

Описана методика использования цилиндрических многопроволочных пропорциональных камер (ЦМПК) в экспериментах по изучению редких и поиску запрещенных процессов в физике элементарных частиц. Сделан обзор и приведены свойства некоторых вариантов координатных детектирующих систем цилиндрической формы. Рассмотрен принцип действия ЦМПК классической конструкции. Приведены способы определения координат события, их преимущества и недостатки. Особое внимание уделено принципиальным проблемам, возникающим при изготовлении и эксплуатации ЦМПК, обусловленным цилиндрической геометрией, трудностям и особенностям создания ЦМПК с малым количеством вещества. Представлены требования, предъявляемые к координатным газонаполненным детекторам, обусловленные особенностями эксперимента. Описаны преимущества и примеры использования ЦМПК в конкретных постановках задач по изучению редких распадов элементарных частиц с использованием высокоинтенсивных пучков в составе спектрометров АРЕС (ОИЯИ) и SINDRUM (PSI). Даны параметры и краткие характеристики разных типов ЦМПК, являющихся основной частью детектирующей системы данных спектрометров.

Табл. 6. Ил. 18. Библиогр.: 80.

УДК 539.1.07

Компьютерное и программное обеспечение систем обработки данных электронных экспериментов в физике высоких энергий. *Иванов В.Г.* Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1994, том 25, вып. 5, с. 1279.

Компьютерное и программное обеспечение электронных экспериментов в физике высоких энергий представляет собой большие и сложные системы (среды), в которых взаимодействуют люди, вычислительные системы, экспериментальные установки, программы, алгоритмы и информация. В процессе их создания приходится решать широкий спектр проблем, связанных не только с аппаратным и программным обеспечением, но также и с организацией работы распределенных систем обработки и анализа огромных потоков экспериментальных данных. Целью настоящего обзора является рассмотрение проблем, связанных с созданием таких систем: специфика обработки и анализа данных в экспериментах по физике высоких энергий и требования к вычислительным ресурсам; характеристики вычислительных центров лабораторий; роль больших ЭВМ, распределенных вычислительных систем и рабочих станций; появление RISC-компьютеров (Reduced Instruction Set Computers) и их влияние на вычислительные системы электронных экспериментов; задачи и структура программного обеспечения и возможные пути его развития; компьютерная стратегия нового поколения электронных экспериментов в современных условиях. Подчеркивается, что разработка компьютерного обеспечения современных электронных экспериментов заключается в создании среды, в которой взаимодействуют люди, вычислительные системы, экспериментальные установки, алгоритмы и информация.

Табл. 9. Ил. 17. Библиогр.: 148.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Бандос И.А., Желтухин А.А.</i> Твисторный подход в теории $D = 10$ суперструн Грина — Шварца	1065
<i>Сисакян А.Н., Соловцов И.Л.</i> Метод вариационной теории возмущений в квантовой теории поля	1127
<i>Моисеев А.М.</i> Адронные струи и струйная спектроскопия в коллайдерных экспериментах	1168
<i>Кравчук Н.П.</i> Цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры в физических экспериментах (ОИЯИ, PSI)	1244
<i>Иванов В.Г.</i> Компьютерное и программное обеспечение систем обработки данных электронных экспериментов в физике высоких энергий	1279

CONTENTS

<i>Bandos I.A., Zheltukhin A.A.</i> Twistor-Like Approach in the Green — Schwarz $D = 10$ Superstring Theory	1065
<i>Sissakian A.N., Solovtsov I.L.</i> Method of Variational Perturbation Theory in Quantum Field Theory	1127
<i>Moiseev A.M.</i> Hadronic Jets and Jet Spectroscopy in Collider Experiments	1168
<i>Kravchuk N.P.</i> Cylindrical Multiwire Proportional Chambers in Physical Experiments (JINR, PSI)	1244
<i>Ivanov V.G.</i> Computer and Software Support of the Data Handling Systems in High Energy Physics	1279

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале «Физика элементарных частиц и атомного ядра» (ЭЧАЯ) печатаются обзоры по актуальным проблемам теоретической и экспериментальной физики элементарных частиц и атомного ядра, проблемам создания новых ускорительных и экспериментальных установок, автоматизации обработки экспериментальных данных. Статьи печатаются на русском и английском языках. Редакция просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами.

1. Текст статьи должен быть напечатан на машинке через два интервала на одной стороне листа (обязательно представляется первый машинописный экземпляр). Поля с левой стороны должны быть не уже 3—4 см, рукописные вставки не допускаются. Экземпляр статьи должен включать аннотации и название на русском и английском языках, реферат на русском языке, УДК, сведения об авторах: фамилия и инициалы (на русском и английском языках), название института, адрес и телефон. Все страницы текста должны быть пронумерованы. Статья должна быть подписана всеми авторами. Текст статьи может быть напечатан на принтере с соблюдением тех же правил.

2. Формулы и обозначения должны быть вписаны крупно, четко, от руки темными чернилами (либо напечатаны на принтере и обязательно размечены). Желательно нумеровать только те формулы, на которые имеются ссылки в тексте. Номер формулы указывается справа в круглых скобках. Особое внимание следует обратить на аккуратное изображение индексов и показателей степеней: нижние индексы отмечаются знаком понижения $\subscript$, верхние — знаком повышения $\superscript$; штрихи необходимо четко отличать от единицы, а единицу — от запятой. Следует, по возможности, избегать громоздких обозначений и упрощать набор формул (например, применяя ехр, дробь через косую черту).

Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между прописными и строчными буквами, одинаковыми по начертанию (V и v , U и u , W и w , O и o , K и k , S и s , C и c , P и p , Z и z), прописные подчеркивают двумя чертами снизу, строчные — двумя чертами сверху ($\underline{S}$ и $\overline{s}$, $\underline{C}$ и $\overline{c}$). Необходимо делать четкое различие между буквами e , l , O (большой) и o (малой) и 0 (нулем), для чего буквы $\underline{O}$ и $\overline{0}$ отмечают двумя черточками, а ноль оставляют без подчеркивания. Греческие буквы подчеркивают красным карандашом, векторы — синим, либо знаком $\vec{}$ снизу чернилами. Не рекомендуется использовать для обозначения величин буквы готического, рукописного и других малоупотребимых в журнальных статьях шрифтов, однако если такую букву нельзя заменить буквой латинского или греческого алфавита, то ее размечают простым карандашом (обводят кружком). В случае, если написание может вызвать сомнение, необходимо на полях дать пояснение, например: ζ — «дзета», ξ — «кси», k — лат., k — русск.

3. Рисунки представляют на отдельных листах белой бумаги или кальки с указанием на обороте номера рисунка и названия статьи. Тоновые фотографии должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте карандашом указать: «верх», «низ». Графики должны быть тщательно выполнены тушью или черными чернилами; не рекомендуется загромождать рисунок ненужными деталями: большинство надписей выносится в подпись, а на рисунке заменяется цифрами или буквами. Желательно, чтобы рисунки были готовы к прямому репродуцированию. Подписи к рисункам представляются на отдельных листах.

4. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах, каждая таблица должна иметь заголовок. Следует указывать единицы измерения величин в таблицах.

5. Список литературы помещается в конце статьи. Ссылки даются с указанием номера ссылки на строке в квадратных скобках. В литературной ссылке должны быть указаны:

для книг — фамилии авторов, инициалы, название книги, город, издательство (или организация), год издания, том (часть, глава), цитируемая страница, если нужно; для статей — фамилии авторов, инициалы, название журнала, серия, год издания, том (номер, выпуск, если это необходимо), первая страница статьи.

Например:

1. Лезнов А.Н., Савельев М.В. — Групповые методы интегрирования нелинейных динамических систем. М.: Наука, 1985, с.208.
2. Годен М. — Волновая функция Бете: Пер. с франц. М.: Мир, 1987.
3. Turbinger A.V. — Comm.Math.Phys., 1988, vol.118, p.467.
4. Ушверидзе А.Г. — ЭЧАЯ, 1989, т.20, вып.5, с.1185.

6. Редакция посылает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте и рисунках не допускаются. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в минимальный срок.

Редакторы Е.К.Аксенова, Э.В.Ивашкевич.
Художественный редактор А.Л.Вульфсон.
Корректор Т.Е.Попеко.

Сдано в набор 25.05.94. Подписано в печать 19.08.94. Формат 60×90/16.
Бумага типографская № 1. Печать офсетная. Усл.печ.л. 17,7. Уч.-изд.л. 21,35.
Тираж 800. Заказ 47504. Цена 800 р.

141980 Дубна Московской области
ОИЯИ, Издательский отдел, тел. (09621) 65-165.

ISSN 0367—2026. Физика элементарных частиц и атомного ядра
1994. Том 25. Вып.5. 1061—1342.