

ՀԱՄԱՌԱՆՑՔ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ԳՐԻՆԻ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆ ԴԱՍԱԿԱՆ
ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՀԱՄԱՐ

Լ. Շ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Ա. Ս. ԻՍԿԱՆԴԱՐՅԱՆ

Առաջարկված է համառոտեցնել զանազան շերտերից բաղկացած միջավայրում Մաքսվելի համաարժեքների լուծման պարզ ալգորիթմ:

GREEN FUNCTION OF CLASSICAL ELECTROMAGNETIC FIELD
IN CASE OF COAXIAL CYLINDRICAL LAYERS

L. SH. GRIGORYAN, A. A. SAHARYAN, A. S. ISKANDARYAN

An easily algorithmizing method is proposed for the solution of Maxwell equations for media consisting of an arbitrary number of coaxial cylindrical layers having different permittivities.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 330—337 (1990)

УДК 530.145

СУПЕРОБОБЩЕНИЯ С $CP(N)$, КАК ПРИВЕДЕННЫЕ ФАЗОВЫЕ
ПРОСТРАНСТВА СУПЕРГАМИЛЬТОНОВЫХ СИСТЕМ

А. П. НЕРСИСЯН, О. М. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 14 января 1990 г.)

На основе обобщенной на случай суперпространств процедуры редукции гамильтоновых систем по интегралам движения построены кэлеровы супермногообразия, являющиеся суперобобщениями $CP(N)$. Одно из них, имеющее четную и нечетную относительно грассмановой градуировки кэлеровы структуры, ассоциировано касательному расслоению $CP(N)$.

Кэлеровы многообразия и соответствующие им кэлеровы σ -модели занимают важное место в теории поля, обладая рядом свойств, обуславливающих топологическую нетривиальность кэлеровых σ -моделей. Наибольший интерес к ним обусловлен возможностью $N=2$ суперобобщений (см., например, обзор [1]). Комплексное проективное пространство $CP(N)$ является простейшим нетривиальным кэлеровым многообразием. Суперобобщения $CP(N)$, построению которых посвящена работа, позволяют построить σ -модели с глобальной суперсимметрией, а получение их редукцией по действию группы $U(1)$ и ее суперобобщениям — выявить существенные топологические свойства.

Назовем комплексное супермногообразие с локальными координатами w^A кэлеровым, если на нем существует невырожденная метрика

$$dS^2 = dw^A g_{A\bar{B}} d\bar{w}^B$$

такая, что соответствующая этой метрике 2-форма

$$\Omega = i(-1)^{p(q_{AB})} g_{A\bar{B}} dw^A \wedge d\bar{w}^{\bar{B}} \quad (1)$$

является замкнутой

$$d\Omega = 0. \quad (2)$$

Таким образом, кэлерово супермногообразие является симплектическим. 2-форму (1), удовлетворяющую (2), будем называть кэлеровой. Из (2) следует, что существует, по крайней мере локально, функция $K(w, \bar{w})$, именуемая кэлеровым потенциалом такая, что

$$\omega_{A\bar{B}} = \frac{\partial^2 K(w, \bar{w})}{\partial w^A \partial \bar{w}^{\bar{B}}}.$$

Нетрудно заметить, что $K(w, \bar{w})$ определяется с точностью до преобразования

$$K(w, \bar{w}) \rightarrow K(w, \bar{w}) + r(w) + \overline{r(w)}. \quad (3)$$

Если на C^{N+1} с канонической кэлеровой структурой действует группа $U(1)$, как группа симплектических диффеоморфизмов, то приведенное фазовое пространство по этой группе будет $CP(N)$ ([2]). Поэтому во втором разделе мы приведем процедуру редукции скобки Пуассона на супермногообразии, являющееся приведенным фазовым пространством супергамильтоновой системы.

В третьем разделе, задав действие группы $U(1)$ на суперпространстве $C^{N+1,M}$ с канонической четной кэлеровой структурой, мы определим $SCP(N, M)$, как соответствующее приведенное фазовое пространство и найдем его кэлерову структуру.

В четвертом разделе зададим действие определенных суперобобщений группы $U(1)$ на $C^{N+1, N+1}$ с каноническими четной и нечетной кэлеровыми структурами. Соответствующие приведенные фазовые пространства совпадают и дают супермногообразие, ассоциированное кокасательному расслоению $CP(N)$. Обозначим его $SCP(N)$. Четный и нечетный кэлеровы потенциалы $SCP(N)$ можно получить как редукцией, так и из требования удовлетворения преобразованиям (3).

Усиливающийся в последнее время интерес к нечетной симплектической структуре [3—6], обусловленный, с одной стороны развитием метода квантования Баталина-Вилковиского [3], а с другой—проблемой переформулировки гамильтоновой супермеханики на нечетной скобке Пуассона [4], делает актуальными вопросы, связанные с существованием и применением нечетной кэлеровой структуры на $SCP(N)$.

2. Редукция супергамильтоновых систем по интегралам движения, образующим супералгебру Ли

Метод редукции гамильтоновых систем по интегралам движения, образующим на скобке Пуассона алгебру Ли ([7]), без труда обобщается на случай гамильтоновых систем на супермногообразиях (супергамильто-

новых систем). Определение и основные свойства супергамильтоновых систем с четной и нечетной скобками Пуассона даны в [8].

Пусть имеем супермногообразие M с невырожденной скобкой Пуассона $\{, \}$ четности $\kappa(p(\{f, g\}) = p(f) + p(g) + \kappa)$ и гамильтонианом H , имеющим $M + U$ интегралов движения $J_A: \{J_A, H\} = 0, J_A = (J_a, J_\alpha), a = 1, \dots, M, \alpha = M + 1, \dots, M + U, p(J_a) = \kappa, p(J_\alpha) = \kappa + 1$ и пусть эти интегралы образуют супералгебру Ли $L(\dim L = (M, U))$

$$\{J_A, J_B\} = C_{AB}^C J_C,$$

где C_{AB}^C — структурные константы L .

Пусть G — соответствующая L супергруппа. Тогда G действует локально на M каноническими преобразованиями. Однопараметрические подгруппы из G , отвечающие J_A , есть гамильтоновы потоки

$$x_A^P = \{x^P, J_A\},$$

где x^P — локальные координаты точки супермногообразия M .

Рассмотрим поверхность уровня момента (совместную поверхность уровня интегралов $J_1, \dots, J_{M+U}$) $M_C(\text{codim } M_C = (M, U) \text{ при } \kappa = 0$ и $\text{codim } M_C = (U, M)$, при $\kappa = 1$):

$$J_1 = c_1, \dots, J_{M+U} = c_{M+U}.$$

Предположим, что она является супермногообразием. Гамильтонов поток, отвечающий гамильтониану $f = a^A J_A$, где a^A — постоянные, $p(a^A) = p(J_A) + \kappa$, сохраняет M_C , если

$$\{f, J_B\}|_{M_C} = a^A C_{AB}^C c_C = 0, B = 1, \dots, M + U. \quad (1)$$

Эти гамильтонианы образуют относительно скобки Пуассона, подсупералгебру Ли $L_C \subset L$. Пусть $\dim L_C = (N, V)$. Ее базис составляют функции

$$f_S(x) = a_S^A J_A(x), S = 1, \dots, N + V,$$

где a_S^A — фундаментальная система решений уравнений (1).

Факторизуя M_C по действию потоков с гамильтонианами f_S , получим приведенное фазовое пространство M_C^0 . Координатами на нем служат функции $y^Q = y^Q(x)$ такие, что

$$\{y^Q(x), J_A(x)\}|_{M_C} = 0, A = 1, \dots, M + U \quad (2)$$

не зависящие от $f_1, \dots, f_{N+V}$, так как градиенты функций f_S, y^Q должны порождать все касательное пространство к M_C . Поэтому $\text{codim } M_C^0 = (M + N, U + V)$, при $\kappa = 0$, $\text{codim } M_C^0 = (U + N, M + V)$, при $\kappa = 1$.

Редуцированная скобка Пуассона на M_C^0 определяется равенством

$$\{y^Q, y^P\}_{red} = \{y^Q(x), y^P(x)\}|_{M_C}. \quad (3)$$

Как видим, в отличие от случая $\kappa = 0$, при $\kappa = 1$ редуцированная скобка Пуассона не всегда невырождена. Вместе с корректно ограниченным на M_C^0 гамильтонианом она дает редуцированную супергамильтонову систему.

3. Комплексное проективное суперпространство $CP(N, M)$

Определим на комплексном суперпространстве $C^{N+1, M}$ каноническую четную кэлерову 2-форму:

$$\Omega_0 = i dz^k \wedge d\bar{z}^k + d\eta^\alpha \wedge d\bar{\eta}^\alpha, \quad k=0, 1, \dots, N, \quad \alpha=1, \dots, M.$$

Ей соответствует скобка Пуассона

$$\{f, g\} = i \left(\frac{\partial f}{\partial z^k} \frac{\partial g}{\partial \bar{z}^k} - \frac{\partial f}{\partial \bar{z}^k} \frac{\partial g}{\partial z^k} \right) + \frac{\partial^R f}{\partial \eta^\alpha} \frac{\partial^L g}{\partial \bar{\eta}^\alpha} + \frac{\partial^R f}{\partial \bar{\eta}^\alpha} \frac{\partial^L g}{\partial \eta^\alpha}.$$

Действие группы $U(1)$ задается на ней гамильтонианом суперосциллятора

$$H = z^k \bar{z}^k - i \eta^\alpha \bar{\eta}^\alpha.$$

Назовем комплексным проективным суперпространством $CP(N, M)$ соответствующее приведенное фазовое пространство. Поверхность уровня момента $H = h$ имеет размерность $(2N + 1, 2M)_R$, поэтому $\dim CP(N, M) = (2N, 2M)_R = (N, M)_C$, так как $[H, H] = 0$. На области с $z^k \neq 0$ локальными координатами $CP(N, M)$ служат функции:

$$\theta_{(k)}^0 = \frac{z^a}{z^k}, \quad a = 0, \dots, \hat{k}, \dots, N, \quad (1a)$$

$$\eta_{(k)}^\alpha = \frac{\eta^\alpha}{z^k}, \quad \alpha = 1, \dots, M. \quad (16)$$

Функции перехода имеют вид:

$$\omega_{(k)}^n = \frac{\omega_{(m)}^n}{\omega_{(m)}^k}, \quad \theta_{(k)}^\alpha = \frac{\theta_{(m)}^\alpha}{\omega_{(m)}^k},$$

где

$$\omega_{(k)}^n = (\omega_{(k)}^0, \omega_{(k)}^k = 1).$$

Воспользовавшись (2.3) находим на $CP(N, M)$ скобку Пуассона:

$$\{\omega_{(k)}^0, \bar{\omega}_{(k)}^0\} = i \frac{1 + \omega_{(k)}^c \bar{\omega}_{(k)}^c - i \theta_{(k)}^\gamma \bar{\theta}_{(k)}^\gamma}{h} (\delta^{ab} + \omega_{(k)}^a \omega_{(k)}^b),$$

$$\{\omega_{(k)}^a, \bar{\theta}_{(k)}^\beta\} = i \frac{1 + \omega_{(k)}^c \bar{\omega}_{(k)}^c - i \theta_{(k)}^\gamma \bar{\theta}_{(k)}^\gamma}{h} \omega_{(k)}^a \bar{\theta}_{(k)}^\beta,$$

$$\{\theta_{(k)}^\alpha, \bar{\theta}_{(k)}^\beta\} = \frac{1 + \omega_{(k)}^c \bar{\omega}_{(k)}^c - i \theta_{(k)}^\gamma \bar{\theta}_{(k)}^\gamma}{h} (\delta^{\alpha\beta} + i \theta_{(k)}^\alpha \bar{\theta}_{(k)}^\beta).$$

Ей соответствует кэлерова 2-форма с потенциалом

$$K_{(m)} = h \ln (1 + \omega_m^c \bar{\omega}_m^c - i \theta_{(m)}^\gamma \bar{\theta}_{(m)}^\gamma). \quad (2)$$

4. Комплексное проективное суперпространство $SCP(N)$

Определим на суперпространстве $C^{N+1, N+1}$ четную Ω_0 и нечетную Ω_1 канонические кэлеровы 2-формы:

$$Q_0 = i d z^m \wedge d \bar{z}^m + d \gamma^m \wedge d \bar{\gamma}^m,$$

$$Q_1 = d z^m \wedge d \bar{\gamma}^m + d \bar{z}^m \wedge d \gamma^m, \quad m = 0, 1, \dots, N.$$

Q_0 соответствует скобка Пуассона $\{, \}_0$, $Q_1 - \{, \}_1$:

$$\{f, g\}_0 = i \left(\frac{\partial f}{\partial z^m} \frac{\partial g}{\partial \bar{z}^m} - \frac{\partial f}{\partial \bar{z}^m} \frac{\partial g}{\partial z^m} \right) + \frac{\partial^R f}{\partial \gamma^m} \frac{\partial^L g}{\partial \bar{\gamma}^m} + \frac{\partial^R f}{\partial \bar{\gamma}^m} \frac{\partial^L g}{\partial \gamma^m}, \quad (1)$$

$$\{f, g\}_1 = \frac{\partial f}{\partial z^m} \frac{\partial^L g}{\partial \bar{\gamma}^m} + \frac{\partial f}{\partial \bar{z}^m} \frac{\partial^L g}{\partial \gamma^m} - \frac{\partial^R f}{\partial \bar{\gamma}^m} \frac{\partial g}{\partial z^m} - \frac{\partial^R f}{\partial \gamma^m} \frac{\partial g}{\partial \bar{z}^m}. \quad (2)$$

Действие группы $U(1)$ задается на скобках Пуассона (1) и (2) соответственно гамильтонианами

$$H = z^m \bar{z}^m - i \gamma^m \bar{\gamma}^m, \quad (3)$$

$$Q_2 = i (z^m \bar{\gamma}^m - \bar{z}^m \gamma^m), \quad (4)$$

причем $\{f, H\}_0 = \{f, Q_2\}_1$ для произвольной функции f ([6]).

а) Совершим редукцию скобки Пуассона (1) по гамильтониану (3) и его суперзарядам Q_1 и Q_2 , где

$$Q_1 = z^m \bar{\gamma}^m + \bar{z}^m \gamma^m,$$

а Q_2 задается выражением (4).

Они образуют супералгебру:

$$\{Q_1, Q_1\}_0 = \{Q_2, Q_2\}_0 = 2H, \{Q_1, H\}_0 = \{Q_2, H\}_0 = \{H, H\}_0 = 0.$$

Поверхность уровня момента M_C :

$$H = h, \quad Q_1 = q_1, \quad Q_2 = q_2, \quad (5)$$

имеет размерность $(2N + 1.2N)_R$, поэтому приведенное фазовое пространство $SCP(N)$ имеет размерность $(2N.2N)_R = (N.N)_C$.

На области с $z^m \neq 0$ локальными координатами $SCP(N)$ служат функции

$$x_{(m)}^a = \omega_{(m)}^a + \frac{iQ_+}{H} \sigma_{(m)}^a, \quad (6a)$$

$$\sigma_{(m)}^a = \theta_{(m)}^a - \theta_{(m)}^m \omega_{(m)}^a, \quad a = 0, \dots, \hat{m}, \dots, N, \quad (6b)$$

$\omega_{(m)}^a, \theta_{(m)}^a, \theta_{(m)}^m$ определяются выражениями (3.1), $Q_{\pm} = Q_1 \pm iQ_2$. Функции (6) удовлетворяют уравнениям (2.2). Поскольку на поверхности

уровня момента (5) $\frac{Q_{\pm}}{H} \Big|_{M_C} = \frac{q_{\pm}}{h} = \text{const}$, то и функции $\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a$, где

$\omega_{(m)}^a$ определяется выражением (3.1a), а $\sigma_{(m)}^a$ — выражением (6b), могут служить локальными координатами $SCP(N)$. Найдя по формуле (2.3) скобку Пуассона на $SCP(N)$ в терминах $(x_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a)$, и перейдя к координатам $(\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a)$, получим:

$$\begin{aligned}\{\omega_{(m)}^a, \bar{\omega}_{(m)}^b\}_{\theta} &= \frac{i}{|z^m|^2} (\partial^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b) - \frac{\sigma_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b}{h}, \\ \{\omega_{(m)}^a, \bar{\sigma}_{(m)}^b\}_{\theta} &= \frac{i}{|z^m|^2} [\omega_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b - \theta_{(m)}^{\pi} (\partial^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b)], \\ \{\sigma_{(m)}^a, \bar{\sigma}_{(m)}^b\}_{\theta} &= \frac{1}{|z^m|^2} [(1 + i \theta_{(m)}^m \bar{\theta}_{(m)}^m) \partial^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b + \\ &+ i (\sigma_{(m)}^a - \theta_{(m)}^m \omega_{(m)}^a) (\bar{\sigma}_{(m)}^b - \bar{\theta}_{(m)}^m \bar{\omega}_{(m)}^b)],\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}|z^m|^2 &= \frac{h}{1 + \omega_{(m)}^a \omega_{(m)}^a - i \sigma_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^a + \frac{i \sigma_{(m)}^a \omega_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b \omega_{(m)}^b}{1 + \omega_{(m)}^c \omega_{(m)}^c}} + \frac{q_+ q_-}{h (1 + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a)}, \\ \theta_{(m)}^m &= - \frac{\bar{\omega}_{(m)}^a \sigma_{(m)}^a}{1 + \omega_{(m)}^b \bar{\omega}_{(m)}^b} + \frac{1}{|z^m|^2} \frac{q_+}{1 + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a}.\end{aligned}$$

При $q_+ = q_- = 0$ этой скобки Пуассона соответствует кэлерова 2-форма с потенциалом

$$K_{(m)} = \ln \left(1 + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a - i \sigma_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^a + \frac{i \sigma_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b \omega_{(m)}^b}{1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c} \right). \quad (7)$$

Функции перехода имеют вид

$$\omega_{(m)}^n = \frac{\omega_{(l)}^n}{\omega_{(l)}^m}, \quad \sigma_{(m)}^n = \frac{\sigma_{(l)}^n \omega_{(l)}^m - \sigma_{(l)}^m \omega_{(l)}^n}{(\omega_{(l)}^m)^2},$$

где

$$\omega_{(m)}^n = (\omega_{(m)}^a, \omega_{(m)}^m = 1), \quad \sigma_{(m)}^n = (\sigma_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^m = 0).$$

Как видим, σ^a преобразуется как $d\omega^a$, то есть $SCP(N)$ ассоциировано кокасательному расслоению $CP(N)$.

б) Совершим редукцию нечетной скобки Пуассона (2) по действию суперобобщения группы $U(1)$, задаваемому гамильтонианами Q_2 и H_0 , где Q_2 определяется выражением (4), а $H_0 = z^m \bar{z}^n$. Они образуют абелеву супералгебру Ли:

$$\{H_0, H_0\}_1 = \{H_0, Q_2\}_1 = \{Q_2, Q_2\}_1 = 0.$$

Поэтому поверхность уровня момента $Q_2 = q_2$, $H_0 = h_0$ имеет размерность $(2N + 1, 2N + 1)_R$, а приведенное фазовое пространство — $(2N, 2N)_R = (N, N)_C$. На области с $z_m \neq 0$ его локальными координатами служат функции $(\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^a)$, задаваемые выражениями (3.1a) и (6b), удовлетворяющие условиям (2.6). То есть, приведенное фазовое пространство есть $SCP(N)$. По формуле (2.3) определим нечетную скобку Пуассона на $SCP(N)$:

$$\{\omega_{(m)}^a, \bar{\omega}_{(m)}^b\}_1 = 0,$$

$$\{\omega_{(m)}^a, \sigma_{(m)}^b\}_1 = \frac{1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c}{h_0} (\delta^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b),$$

$$\begin{aligned} \{\sigma_{(m)}^a, \bar{\sigma}_{(m)}^b\}_1 &= \frac{1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c}{h_0} (\sigma_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b - \omega_{(m)}^a \bar{\sigma}_{(m)}^b) + \\ &+ \left[\frac{\bar{\omega}_{(m)}^c \sigma_{(m)}^c - \omega_{(m)}^c \bar{\sigma}_{(m)}^c}{h_0} + i q_2 (1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c) \right] (\delta^{ab} + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^b). \end{aligned}$$

Ей соответствует нечетная кэлерова 2-форма с потенциалом

$$K_{1(m)} = i h_0 \frac{\omega_{(m)}^c \bar{\sigma}_{(m)}^c - \bar{\omega}_{(m)}^c \sigma_{(m)}^c}{1 + \omega_{(m)}^a \bar{\omega}_{(m)}^a} + q_2 \ln (1 + \omega_{(m)}^c \bar{\omega}_{(m)}^c). \quad (8)$$

в) Кэлеровы потенциалы (7) и (8) супермногообразия $SCP(N)$ можно получить из требования преобразования, согласно (1.3), кэлеровых потенциалов супермногообразия, ассоциированного кокасательному расщеплению $CP(N)$. Действительно,

$$\begin{aligned} K_1|_{q_1=q_2=0, h=1} &= K_0 + i \frac{\partial^2 K_0}{\partial \omega^a \partial \bar{\omega}^b} \sigma^a \bar{\sigma}^b \\ K_1|_{q_2=0, h_0=1} &= i \left(\frac{\partial K_0}{\partial \omega^a} \sigma^a - \frac{\partial K_0}{\partial \bar{\omega}^a} \bar{\sigma}^a \right), \end{aligned}$$

где $K_0 = \ln (1 + \omega^a \bar{\omega}^a)$ — кэлеров потенциал $CP(N)$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Карабекову за полезные обсуждения и Р. А. Мкртчяну за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Perelomov A. M. Phys. Reports, 146, 137 (1987).
2. Арнольд В. И. Математические методы классической механики. Изд. Наука, М., 1990.
3. Batalin I. A., Vilkovitsky G. A. Phys. Lett., B102, 27 (1981).
4. Волков Д. В., Пашнев А. И., Сорока В. А., Ткач В. И. Письма в ЖЭТФ, 44, 55 (1985).
5. Witten E. Modern Phys. Lett., 5, 790 (1990).
6. Нерсисян А. П., Худавердян О. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 24, 288 (1989).
7. Khudaverdian O. M., Nersessian A. P. Preprint UGVA-DPT 1989/05-614, Geneva.
7. Дубровин В. А., Кричевер И. М., Новиков С. И. Интегрируемые системы, в кн. «Современные проблемы математики. Фундаментальные направления» (Итоги науки и техники ВИНТИ), т. 4, с. 179, ВИНТИ, М., 1985.
8. Kupershmidt B. A. Lett. Math. Phys., 9, 323 (1985).

Ա. Պ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Հ. Մ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Համիտոնյան համակարգերի ուղղակիորեն պրոցեսորայի գերտարածությունների դեպքի
ընդհանրացման հիման վրա շարժման ինտեգրալներով կառուցված է գերբազմաձևություն, որն
իրենից ներկայացնում է CP(N)-ի գերընդհանրացում: Նրանցից մեկը բոլորիան կենտ և զույգ
կառուցվածքներ ունեցողը, ասոցիացված է CP(N)-ի կոշռափող շերտավորմանը:

THE SUPERGENERALIZATIONS OF CP(N) AS REDUCED PHASE SPACES OF SUPER-HAMILTONIAN SYSTEMS

O. H. KHUDAVERDYAN, A. P. NERSESYAN

The Kahler supermanifolds, which are supergeneralizations of CP(N), are built using the procedure of reduction of Hamiltonian systems with motion integrals. This procedure is generalized for super-Hamiltonian systems. One of these supermanifolds which has both even and odd Kahlerian structures is associated to a cotangent bundle of CP(N).

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 6, 337—341 (1990)

УДК 621.373.8.029.71/73

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ЙОДАТА ЛИТИЯ

Р. Н. БАЛАСАНЯН, А. С. ОГАНЕСЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 7 января 1990 г.)

Изучение генерации второй гармоники лазерного излучения в кристаллических образцах йодата лития ($LiIO_3$) показало, что из-за поглощения основного излучения ($\lambda = 1,064$ мкм) молекулами воды в $LiIO_3$, которые вместе с маточным раствором входят в кристалл в процессе его выращивания, происходит уменьшение эффективного объема нелинейной среды, где выполняется условие фазового синхронизма.

Кристаллы йодата лития, используемые в качестве эффективных преобразователей лазерного излучения [1, 2], обладают рядом особенностей, из которых наиболее существенным является невозпроизводимость значений выходной мощности внутрирезонаторной второй гармоники (ВРГВГ) непрерывного излучения, величина которой в наших экспериментах менялась от кристалла к кристаллу в пределах 0,2—4,5 Вт. При этом немаловажным является значительный нагрев кристаллов, приводящий к снижению эффективности преобразования. Подобный разброс физических