Рассмотрим поверхности типа (I), имеющие вид

$$z(x,y) = \varphi(x) + \psi(y). \qquad (3)$$

Поверхность F принадлежит классу C^2. Пусть в соответствии с условиями задания поверхности

$$\lim_{x\to-\infty} z_x = p_1, \quad \lim_{x\to+\infty} z_x = p_2, \quad \lim_{y\to-\infty} z_y = q_1, \quad \lim_{y\to+\infty} z_y = q_2. \qquad (4)$$

Л е м м а 3. Если в какой-либо точке X поверхности F $\varphi_{xx}(X)>0$, а $\psi_{yy}(X)<0$, то эти неравенства сохраняются для любой точки поверхности.

Пусть для определенности в каждой точке X поверхности F

$$\varphi_{xx}(X)>0, \quad \psi_{yy}(X)<0.$$

Т е о р е м а 6. Если образ λ^* характеристики λ входит в угловую точку A^{i*}_∞, то это возможно тогда, когда $|x|\to\infty$ и $|y|\to\infty$ одновременно.

Т е о р е м а 7. Угловые точки нормального образа поверхности (3) соответствуют следующим предельным значениям x и y: $A^{1*}_\infty(p_1,q_1)$, $A^{2*}_\infty(p_2,q_1)$, $A^{3*}_\infty(p_2,q_2)$, $A^{4*}_\infty(p_1,q_2)$.

Рассмотрим пределы

$$\lim_{x\to+\infty}\int_{x_0}^{x}\sqrt{\varphi_{tt}}\,dt, \qquad \lim_{x\to-\infty}\int_{x_0}^{x}\sqrt{\varphi_{tt}}\,dt; \qquad (5)$$

$$\lim_{y\to+\infty}\int_{y_0}^{y}\sqrt{-\psi_{tt}}\,dt, \qquad \lim_{y\to-\infty}\int_{y_0}^{y}\sqrt{-\psi_{tt}}\,dt. \qquad (6)$$

Т е о р е м а 8. Если один из пределов (5) конечен, а один из пределов (6) бесконечен, либо один из пределов (5) бесконечен, а один из пределов (6) конечен, то ни один из образов асимптотических $\lambda^{\alpha*}_i$ не входит ни в одну из угловых точек A^{i*}_∞ нормального образа ∂F^*.

Т е о р е м а 9. Если существует такая характеристика $\lambda^1_1 \in \sigma_1$, что ее нормальный образ $\lambda^{1*}_1 \in \sigma^*_1$ входит в одну из угловых точек A^{i*}_∞ и соответствующие два предела из (5) и (6) конечны, то эта характеристика – единственная, входящая в эту угловую точку.

Т е о р е м а 10. Для того, чтобы образы всех асимптотических, например, первого семейства $\lambda^\alpha_1 \in \sigma_1$ входили в одну угловую точку A^{i*}_∞, необходимо и достаточно, чтобы соответствующие два предела из (5) и (6) были бесконечными.

Т е о р е м а 11. Если простейшая гиперболическая поверхность задана уравнением (3) и все пределы (5) и (6) конечны, то сеть асимптотических правильна в целом, а ее образы входят в угловые точки.

§ 4. Примеры, являющиеся иллюстрацией теорем 8 – 11

1. Поверхность F^1, заданная уравнением

$$z = x\,\mathrm{arctg}\,x - \tfrac{1}{2}\ln(1+x^2) - \tfrac{1}{4}\ln \mathrm{ch}\,y.$$

2. Поверхность F^2, заданная уравнением

$$z = \ln \mathrm{ch}\,x - \ln \mathrm{ch}\,y.$$

3. Поверхность F^3, заданная уравнением

$$z = x\cdot\mathrm{arctg}\,x - \tfrac{1}{2}\ln(1+x^2) - y\,\mathrm{arctg}\,y + \tfrac{1}{2}\ln(1+y^2).$$

Библиографический список

1. В е р н е р А.Л. О внешней геометрии простейших полных поверхностей неположительной кривизны // Мат. сб. 1968. Т.75. № 1. С. 112-139.

2. Б а к е л ь м а н И.Я. К теории уравнений Монжа-Ампера // Вестн. ЛГУ. Мат., мех. 1958. № 1. С.25-38.

3. Е ф и м о в Н.В. Возникновение особенностей на поверхностях отрицательной кривизны // Мат. сб. 1964. Т.64. № 2. С.286-320.

4. Б а р с к и й И.Б. Некоторые вопросы глобальной правильности сетей на простейших полных поверхностях отрицательной кривизны / Йошкар-Ол. гос. пед. ин-т. Йошкар-Ола, 1992. 14с. Деп. в ВИНИТИ 14.10.92, № 2970-392.

УДК 514.7

АЛГЕБРА КЛИФФОРДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ФОРМ В ПРОСТРАНСТВЕ КАЛУЦЫ

М.П.Б у р л а к о в, В.В.П о к а з е е в

(Тольяттинский филиал Самарского гос. пед. института)

Настоящая статья посвящена изучению клиффордовой структуры, естественно возникающей в псевдоевклидовом пространстве M_5, снабженном метрической формой вида $Q(x,x) = -x_1^2 - x_2^2 - x_3^2 + x_4^2 + x_5^2$. Такое пространство впервые возникло в работе [1] и впоследствии использовалось в рамках попыток создания единой теории гравитации и электромагнетизма. Отметим, что гиперплоскость M_4

$(x_5 = const)$ в M_5 есть пространство-время Минковского.

Для описания клиффордовой структуры в M_5 рассмотрим внешнюю алгебру дифференциальных форм $\Lambda(M_5)$. На линейном пространстве $\Lambda(M_5)$ $(\dim \Lambda(M_5) = 2^5)$ введем клиффордово умножение дифференциальных форм с учетом скалярного произведения Q :

$$dx_j \cdot (dx_{i_1} \wedge \ldots \wedge dx_{i_k}) = dx_j \wedge dx_{i_1} \wedge \ldots \wedge dx_{i_k} +$$

$$+ \sum_{p=1}^{k} (-1)^{p-1} (dx_j, dx_{i_p})\, dx_{i_1} \wedge \ldots \wedge dx_{i_{p-1}} \wedge dx_{i_{p+1}} \wedge \ldots \wedge dx_{i_k}$$

и по ассоциативности, дистрибутивности и линейности распространим его на произвольные суммы внешних форм различных порядков, превратив тем самым линейное пространство $\Lambda(M_5)$ в алгебру Клиффорда $C_{2,3}$.

Важным свойством алгебры $C_{2,3}$ является возможность введения естественной комплексификации путем отождествления базисной 5-формы с мнимой единицей

$$dx_1 \wedge dx_2 \wedge dx_3 \wedge dx_4 \wedge dx_5 = i\,,$$

так как эта форма коммутирует со всеми элементами $C_{2,3}$ и ее квадрат равен -I. Такая комплексификация устанавливает изоморфизм алгебры со спинорной алгеброй Дирака. В этом изоморфизме спинорные поля представляются неоднородными дифференциальными формами, принадлежащими главному левому идеалу $S = C_{2,3} \cdot \theta_1$ этой алгебры, порожденному идемпотентом вида

$$Q_1 = \frac{1}{4}(1+dx_4)\cdot(1 - dx_3 \wedge dx_4 \wedge dx_5) = \frac{1}{4}(1+dx_4)\cdot(1 + i\, dx_1 \wedge dx_2).$$

Прямыми вычислениями нетрудно показать, что базисом спинорного идеала будут формы $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$:

$$\theta_2 = \frac{1}{4} dx_3 (dx_1 - i\, dx_2)(1+dx_4)\,, \quad \theta_3 = \frac{1}{4} dx_3 (1 + i\, dx_1 \wedge dx_2)(1+dx_4),$$

$$\theta_4 = \frac{1}{4}(dx_1 - i\, dx_2)(1+dx_4),$$

так что для произвольного элемента $\Psi \in S$ имеем $\psi = \sum_{k=1}^{4} \psi_k \theta_k$, где ψ_k – компоненты дираковского спинорного поля.

Алгебра Клиффорда дифференциальных форм позволяет модифицировать оператор Картана внешнего дифференцирования. В координатном базисе действие оператора Картана на неоднородной форме

$$\omega = \sum_{p=0}^{5} \sum_{j_1 < \ldots < j_p} \omega_{j_1 \ldots j_p}\, dx_{j_1} \wedge \ldots \wedge dx_{j_p}$$

можно записать в виде

$$d\omega = \sum_{p=0}^{5} \sum_{j_1 < \ldots < j_p} d\omega_{j_1 \ldots j_p} \wedge dx_{j_1} \wedge \ldots \wedge dx_{j_p}.$$

Замена внешнего умножения на клиффордово приводит к оператору клиффордова дифференцирования

$$\mathcal{D}\omega = \sum_{p=0}^{5} \sum_{j_1 < \ldots < j_p} d\omega_{j_1 \ldots j_p} \cdot dx_{j_1} \wedge \ldots \wedge dx_{j_p}.$$

При реализации пространства-времени M_4 как гиперплоскости в M_5 $(x_5 = const)$, $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ – пространственные координаты, $x_4 = t$ – временная координата, $x_5 = \tau$ – дополнительная координата, связанная с массой, так что оператор дифференцирования по этой координате пропорционален оператору массы поля. Полагая

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \tau} = im\,(dx_5)\Psi = im\,(d\tau)\,\Psi,$$

мы можем записать уравнения Дирака в компактной бескоординатной форме

$$\mathcal{D}\Psi = 0. \tag{I}$$

Действительно, так как

$$\begin{array}{llll} dx_1\theta_1 = \theta_4\,, & dx_1\theta_2 = \theta_3\,, & dx_1\theta_3 = -\theta_2\,, & dx_1\theta_4 = -\theta_1\,, \\ dx_2\theta_1 = i\theta_4, & dx_2\theta_2 = -i\theta_3\,, & dx_2\theta_3 = -i\theta_2, & dx_2\theta_4 = i\theta_1, \\ dx_3\theta_1 = \theta_3, & dx_3\theta_2 = -\theta_4, & dx_3\theta_3 = -\theta_1, & dx_3\theta_4 = \theta_2, \\ dx_4\theta_1 = \theta_1, & dx_4\theta_2 = \theta_2, & dx_4\theta_3 = -\theta_3, & dx_4\theta_4 = -\theta_4, \end{array}$$

получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{D}\Psi = {} & \frac{\partial\psi_1}{\partial x_1}\theta_4 + \frac{\partial\psi_2}{\partial x_1}\theta_3 - \frac{\partial\psi_3}{\partial x_1}\theta_2 - \frac{\partial\psi}{\partial x_1}\theta_1 + i\frac{\partial\psi}{\partial x_2}\theta_4 - i\frac{\partial\psi_2}{\partial x_2}\theta_3 - \\ & - i\frac{\partial\psi_3}{\partial x_2}\theta_2 + i\frac{\partial\psi_4}{\partial x_2}\theta_1 + \frac{\partial\psi_1}{\partial x_3}\theta_3 - \frac{\partial\psi_2}{\partial x_3}\theta_4 - \frac{\partial\psi_3}{\partial x_3}\theta_1 + \frac{\partial\psi_4}{\partial x_3}\theta_2 + \\ & + \frac{\partial\psi_1}{\partial x_4}\theta_1 + \frac{\partial\psi_2}{\partial x_4}\theta_2 - \frac{\partial\psi_3}{\partial x_4}\theta_3 - \frac{\partial\psi_4}{\partial x_4}\theta_4 + im\,(\psi_1\theta_1 + \psi_2\theta_2 + \psi_3\theta_3 + \psi_4\theta_4) = 0. \end{aligned} \tag{2}$$

В традиционных обозначениях

$$\hat{E} = i\frac{\partial}{\partial x_4}\,, \quad \hat{P}_x = -i\frac{\partial}{\partial x_1}\,, \quad \hat{P}_y = -i\frac{\partial}{\partial x_2}\,, \quad \hat{P}_z = -i\frac{\partial}{\partial x_3}\,,$$

в силу линейной независимости спинорного базиса $\{\theta_k\}$, уравнение (2) будет равносильно уравнениям Дирака для электронно-позитронного поля

$$\begin{aligned} (\hat{E} - m)\psi_1 + (\hat{P}_x - i\hat{P}_y)\psi_4 + \hat{P}_z\psi_3 = 0, \\ (\hat{E} - m)\psi_2 + (\hat{P}_x + i\hat{P}_y)\psi_3 - \hat{P}_z\psi_4 = 0, \\ (\hat{E} + m)\psi_3 + (\hat{P}_x - i\hat{P}_y)\psi_2 + \hat{P}_z\psi_1 = 0, \\ (\hat{E} + m)\psi_4 + (\hat{P}_x + i\hat{P}_y)\psi_1 - \hat{P}_z\psi_2 = 0. \end{aligned}$$

В случае, когда $m=0$, уравнение (I) будет эквивалентно уравнениям Вейля для безмассовых фермионов (нейтрино).

Таким образом, уравнение (I) представляется универсальным для фермионных полей (с полуцелым спином). При этом самой замечательной особенностью клиффордовой структуры в $C_{2,3}$ является то обстоятельство, что уравнения для бозонных полей (с целым спино можно записать в такой же форме

$$\mathcal{D}\Phi = 0. \qquad (3)$$

Рассмотрим линейную форму потенциала

$$A = A_1\, dx_1 + A_2\, dx_2 + A_3\, dx_3 - \varphi\, dx_4$$

и подчиним ее "массовому" условию

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} = mA. \qquad (4)$$

Тогда

$$\mathcal{D}A = \left(-\frac{\partial A_1}{\partial x_1} - \frac{\partial A_2}{\partial x_2} - \frac{\partial A_3}{\partial x_3} - \frac{\partial \varphi}{\partial x_4}\right) - \frac{\partial}{\partial x_4}\cdot(A_1 dx_1 \wedge dx_4 + A_2 dx_2 \wedge dx_4 + A_3 dx_3 \wedge dx_4) -$$
$$-\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_1}dx_1 + \frac{\partial\varphi}{\partial x_2}dx_2 + \frac{\partial\varphi}{\partial x_3}dx_3\right)\wedge dx_4 + \left(\frac{\partial A_3}{\partial x_2} - \frac{\partial A_2}{\partial x_3}\right)dx_2 \wedge dx_3 +$$
$$+\left(\frac{\partial A_1}{\partial x_3} - \frac{\partial A_3}{\partial x_1}\right)dx_3 \wedge dx_1 + \left(\frac{\partial A_2}{\partial x_1} - \frac{\partial A_1}{\partial x_2}\right)dx_1 \wedge dx_2 -$$
$$- m\,(A_1 dx_1 \wedge dx_5 + A_2\, dx_2 \wedge dx_5 + A_3 dx_3 \wedge dx_5 - \varphi\, dx_4 \wedge dx_5).$$

Вводя здесь обозначения

$$E_1 = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_1} - \frac{\partial A_1}{\partial x_4}, \quad E_2 = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_2} - \frac{\partial A_2}{\partial x_4}, \quad E_3 = -\frac{\partial\varphi}{\partial x_3} - \frac{\partial A_3}{\partial x_4}$$

и

$$H_1 = \frac{\partial A_3}{\partial x_2} - \frac{\partial A_2}{\partial x_3}, \quad H_2 = \frac{\partial A_1}{\partial x_3} - \frac{\partial A_3}{\partial x_1}, \quad H_3 = \frac{\partial A_2}{\partial x_1} - \frac{\partial A_1}{\partial x_2},$$

мы получим

$$\mathcal{D}A = F - mA\, dx_5 = \Phi,$$

где $F = E_1\, dx_1 \wedge dx_4 + E_2\, dx_2 \wedge dx_4 + E_3\, dx_3 \wedge dx_4 + H_1\, dx_2 \wedge dx_3 + H_2\, dx_3 \wedge dx_1 + H_3\, dx_1 \wedge dx_2,$

и потенциал удовлетворяет условию

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x_4} = -\left(\frac{\partial A_1}{\partial x_1} + \frac{\partial A_2}{\partial x_2} + \frac{\partial A_3}{\partial x_3}\right), \qquad (5)$$

известному как условие Лоренца. Уравнение (3) совместно с условиями (4), (5) эквиваленто системе уравнений Прока. В самом де если обозначим

$$M = \mathcal{D}F = \left(-\frac{\partial E_1}{\partial x_1} - \frac{\partial E_2}{\partial x_2} - \frac{\partial E_3}{\partial x_3}\right)dx_4 + \left(\frac{\partial H_1}{\partial x_1} + \frac{\partial H_2}{\partial x_2} + \frac{\partial H_3}{\partial x_3}\right)dx_1 \wedge dx_2 \wedge dx_3 +$$
$$+\left(\frac{\partial H_3}{\partial x_2} - \frac{\partial H_2}{\partial x_3} - \frac{\partial E_1}{\partial x_4}\right)dx_1 + \left(\frac{\partial H_1}{\partial x_4} + \frac{\partial E_3}{\partial x_2} - \frac{\partial E_2}{\partial x_3}\right)dx_2 \wedge dx_3 \wedge dx_4 +$$
$$+\left(\frac{\partial H_1}{\partial x_3} - \frac{\partial H_3}{\partial x_1} - \frac{\partial E_2}{\partial x_4}\right)dx_2 + \left(\frac{\partial H_2}{\partial x_4} + \frac{\partial E_1}{\partial x_3} - \frac{\partial E_3}{\partial x_1}\right)dx_3 \wedge dx_1 \wedge dx_4 +$$
$$+\left(\frac{\partial H_2}{\partial x_1} - \frac{\partial H_1}{\partial x_2} - \frac{\partial E_3}{\partial x_4}\right)dx_3 + \left(\frac{\partial H_3}{\partial x_4} + \frac{\partial E_2}{\partial x_1} - \frac{\partial E_1}{\partial x_2}\right)dx_1 \wedge dx_2 \wedge dx_4,$$

то для (3) будем иметь

$$\mathcal{D}\mathcal{D}A = \mathcal{D}(F - mA\, dx_5) = M + m^2 A = 0, \qquad (6)$$

т.к. $\partial F/\partial x_5 = mF$ согласно (4). В силу линейной независимости базисных форм, уравнение (6) представляет собой систему дифференциальных уравнений (известных как уравнения Прока для массивных бозонов с целым спином), которые в терминах векторного анализа могут быть записаны в виде

$$\operatorname{div}\vec{E} = -m^2\varphi, \qquad \operatorname{div}\vec{H} = 0,$$
$$\operatorname{rot}\vec{H} - \frac{\partial\vec{E}}{\partial x_4} = m^2 A, \qquad \operatorname{rot}\vec{E} + \frac{\partial\vec{H}}{\partial x_4} = 0,$$

где $\vec{H} = H_1\vec{e}_1 + H_2\vec{e}_2 + H_3\vec{e}_3, \quad \vec{E} = E_1\vec{e}_1 + E_2\vec{e}_2 + E_3\vec{e}_3.$

При $m=0$ уравнение (3) будет равносильно системе уравнений Максвелла для электромагнитного поля. Если теперь мы осуществим редукцию оператора $\mathcal{D}$ к оператору Картана d, то уравнение (3) (при $m=0$) сведется к хорошо известной форме записи уравнений Максвелла в виде системы [2, с.96]: $dF=0$, $d^*F=0$.

В результате все базовые уравнения теории поля (Дирака-Вейля и Прока-Максвелла) записываются в единой бескоординатной форме (I) или (3) и подобная форма записи фактически нивелирует принципиальные различия между фермионными и бозонными полями, выявляя их общую геометрическую природу. По сути дела, фермионные и бозонные поля можно получить проектированием некоторого общего "клиффордового поля" f (представленного произвольной неоднородной дифференциальной формой) на то или иное подпространство в $C_{2,3}$. При этом фермионные поля возникают в результате проектирования f на $S \subset C_{2,3}$, а бозонные поля – при проектировании на четную подалгебру $C_{1,3} \subset C_{2,3}$. Таким образом, мы получаем новую классификацию типов физических полей по различным подпространствам пространства внешних дифференциальных форм на многообразии M_5; одновременно эти подпространства определят и статистику, присущую данному полю.

Библиографический список

1. Kaluza Th. Zum Unitätsproblem der Physik. Berl. Berichte. 1921. 966P.

2. Р а й д е р Л. Квантовая теория поля. М.: Мир, 1987. 512 с.

УДК 514.75

КАСАТЕЛЬНО (r,ℓ)-ОСНАЩЕННЫЕ ГИПЕРПОЛОСЫ SH_m ПРОЕКТИВНОГО ПРОСТРАНСТВА

С.Ю.В о л к о в а

(Калининградское ВВМУ)

Рассматривается специальный класс $\hat{\mathcal{H}}(\Lambda,L)$-распределений проективного пространства [1], оснащающее M-распределение которого голономно. Тем самым выделяется специальный класс регулярных гиперполос проективного пространства P_n – касательно (r,ℓ)-оснащенные гиперполосы $S_{(r,\ell)}H_m$ [2], которые обозначим в дальнейшем кратко SH_m. В данной работе дано задание гиперполосы $SH_m \subset P_n$. Найдены поля основных квазитензоров гиперполосы SH_m, порождающие поля нормализаций гиперполосы SH_m в смысле Нордена-Чакмазяна, а также ассоциированных с ней различных подрасслоений. С помощью фокальных многообразий, внутренним инвариантным образом присоединенных к гиперполосе SH_m, выяснена геометрическая характеристика некоторых ее основных квазитензоров. Получен однопараметрический пучок нормализаций гиперполосы SH_m в смысле Э.Картана и двойственная нормализация гиперполосы SH_m в смысле Нордена-Тимофеева.

В работе используется следующая схема индексов:

$$\mathcal{J},\mathcal{K},\mathcal{L},\ldots=\overline{1,n};\quad \bar{\mathcal{J}},\bar{\mathcal{K}},\bar{\mathcal{L}},\ldots=\overline{0,n};\quad p,q,s,t=\overline{1,r};\quad i,j,k,\ell=\overline{r+1,m};$$

$$\alpha,\beta,\gamma=\overline{m+1,n-1};\quad a,b,c,d=\overline{1,m};\quad \hat{\alpha},\hat{\beta},\hat{\gamma}=\overline{m+1,n};\quad \ell=m-r.$$

§ 1. Дифференциальные уравнения регулярной гиперполосы SH_m

1. Известно [1], [2], что система уравнений

$$\omega_0^{\hat{\alpha}}=0, \tag{1.1}$$

ассоциированная с M-распределением данного $\hat{\mathcal{H}}(\Lambda,L)$-распределения, вполне интегрируема тогда и только тогда, когда обращается в нуль тензор $r^{\hat{\alpha}}_{ab}=\frac{1}{2}(\Lambda^{\hat{\alpha}}_{ab}-\Lambda^{\hat{\alpha}}_{ba})$. В этом случае пространство P_n расслаивается на $(n-m)$-параметрическое семейство m-мерных гиперполос H_m, базисная поверхность каждой из которых несет двухкомпонентную сопряженную систему $S_{(r,\ell)}$ [3]. Такие гиперполосы называются касательно (r,ℓ)-оснащенными гиперполосами $S_{(r,\ell)}H_m$ [2, с.13] или гиперполосами SH_m. Уравнения (1.1) совместно с уравнениями (1.2), (1.4) [1, § 1], определяющими $\hat{\mathcal{H}}(\Lambda,L)$-распределение, задают гиперполосу $SH_m \subset P_n$ в репере 1-го порядка $\mathcal{R}^1$:

$$\begin{cases}\omega_0^{\hat{\alpha}}=0,\quad \omega_\alpha^n=0,\quad \omega_p^n=\Lambda^n_{pq}\omega^q=M^n_{pq}\omega^q,\\ \omega_i^n=L^n_{ij}\omega^j=M^n_{ij}\omega^j,\quad \omega_p^\alpha=\Lambda^\alpha_{pq}\omega^q=M^\alpha_{pq}\omega^q,\\ \omega_i^\alpha=L^\alpha_{ij}\omega^j=M^\alpha_{ij}\omega^j,\quad \omega_p^i=\Lambda^i_{pb}\omega^b,\\ \omega_i^p=L^p_{ib}\omega^b,\quad \omega_\alpha^p=N^p_{\alpha b}\omega^b,\quad \omega_\alpha^i=N^i_{\alpha b}\omega^b.\end{cases} \tag{1.2}$$

Продолжение уравнений (1.2) приводит к следующим дифференциальным уравнениям и соотношениям, которым подчинены компоненты фундаментального объекта 2-го порядка $\Gamma_2=\{\Lambda^{\hat{\alpha}}_{pq},L^\alpha_{ij},\Lambda^i_{pb},L^p_{ib},N^p_{\alpha b},N^i_{\alpha b}\}$ гиперполосы SH_m (отметим, что функции $N^i_{\alpha b}$, $N^i_{\alpha b}$ определены в окрестности 2-го порядка):

$$\begin{cases}\nabla\Lambda^n_{pq}+\Lambda^n_{pq}\omega_0^0=\Lambda^n_{pqb}\omega^b,\quad \nabla L^n_{ij}+L^n_{ij}\omega_0^0=L^n_{ijb}\omega^b,\\ \nabla\Lambda^\alpha_{pq}+\Lambda^\alpha_{pq}\omega_0^0+\Lambda^n_{pq}\omega_n^\alpha=\Lambda^\alpha_{pqb}\omega^b,\quad \nabla L^\alpha_{ij}+L^\alpha_{ij}\omega_0^0+L^n_{ij}\omega_n^\alpha=L^\alpha_{ijb}\omega^b,\\ \nabla\Lambda^i_{pq}+\Lambda^i_{pq}\omega_0^0+\Lambda^n_{pq}\omega_n^i=\Lambda^i_{pqb}\omega^b,\quad \nabla\Lambda^i_{pj}+\Lambda^i_{pj}\omega_0^0-\delta^i_j\omega_p^0=\Lambda^i_{pjb}\omega^b,\\ \nabla L^p_{iq}+L^p_{iq}\omega_0^0-\omega_i^0\delta^p_q=L^p_{iqb}\omega^b,\quad \nabla L^p_{ij}+L^p_{ij}\omega_0^0+\Lambda^n_{ij}\omega_n^p=L^p_{ijb}\omega^b,\\ \nabla N^p_{\alpha q}+N^p_{\alpha q}\omega_0^0-\delta^p_q\omega_\alpha^0=N^p_{\alpha qb}\omega^b,\quad \nabla N^p_{\alpha j}+N^p_{\alpha j}\omega_0^0=N^p_{\alpha jb}\omega^b,\\ \nabla N^i_{\alpha q}+N^i_{\alpha q}\omega_0^0=N^i_{\alpha qb}\omega^b,\quad \nabla N^i_{\alpha j}+N^i_{\alpha j}\omega_0^0-\delta^i_j\omega_\alpha^0=N^i_{\alpha jb}\omega^b,\end{cases} \tag{1.3}$$

где

$$\Lambda^n_{[pq]}=0,\quad L^n_{[ij]}=0,\quad L^\alpha_{[ij]}=0,\quad L^\alpha_{[pq]}=0; \tag{1.4}$$