

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Я-343

P5-88-74

Ю.А.Яцуненко

**ФОРМАЛЬНЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА
МНОГОТРЕКОВОЙ КАРТИНЫ**

Направлено в "Журнал вычислительной математики
и математической физики"

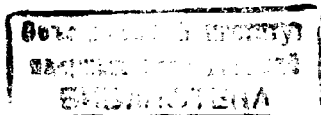
1988

Способ восстановления многотрековой картины по информации с координатных детекторов, предложенный в работе/9/, предусматривает анализ функций — положения максимумов соответствуют параметрам траекторий, вершинам распада или взаимодействия.

Эти функции (положительно-определенные) зачастую носят многоэкстремальный характер, в частности, с одним главным максимумом (ГМ) и значительным набором максимумов меньшей амплитуды. К настоящему времени разработаны эффективные методы поиска локальных максимумов одноэкстремальных функций, однако, как отмечают различные авторы /1-3/, задача определения ГМ в общем случае весьма трудна, и методы решения таких задач разработаны еще недостаточно, особенно для функций больших размерностей/4/.

Тем не менее, определенный успех в поиске ГМ достигнут для функций $\varphi(\vec{r})$, заданных на ограниченной области V и удовлетворяющих условию Липшица (известна оценка максимального значения производной от $\varphi(\vec{r})$). Методы анализа липшицевых функций имеют общие черты: различными способами конструируется сетка в V , для решения анализируются либо значения $\varphi(\vec{r})$, вычисленные в узлах сетки /6/, либо более простые функции — "миноранты", определяемые также из локальных значений исходной функции и отражающие ее экстремальные значения/5/. В этом отношении такие методы генетически близки к переборам с помощью локальных методов/7/.

В работе В.С.Жирова/8/ предлагается способ выделения из V подобласти D , где интегрально-среднее значение $\varphi(\vec{r})$ максимально; дальнейшее уточнение положения главного максимума положительно-определенной $\varphi(\vec{r})$ в D можно возложить на локальные методы.



И хотя практическое применение этого способа затруднено из-за проблем интегрирования (автор рассматривает N -мерные полиномы), сам подход имеет принципиально-важное значение: происходит отказ от локальных методов (пусть даже и частичный - при малом D интегрально-среднее близко к локальному значению функции), стратегия поиска ГМ строится исходя из глобальных (интегральных) характеристик функции.

В настоящей работе предлагается способ поиска ГМ, также имеющий интегральный характер.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОКРЕСТНОСТИ ГЛАВНОГО МАКСИМУМА

Предположим, что точка u одномерной и положительно-определенной $\varphi(x)$ ($A \leq x \leq B$) принадлежит окрестности ГМ. Будем рассматривать симметризованную относительно u функцию-

$$F(x, u) = \frac{1}{2} [\varphi(x) + \varphi(2u - x)]. \quad (1)$$

Если u попало в окрестность ГМ, то $F(x, u)$ обостряется при x , близких к ГМ; в противном случае $F(x, u)$ размазывается.

Как заставить u попасть в нужную область? Можно вспомнить о "глобальных" характеристиках функции - статистических моментах M_n :

$$M_n(\varphi) = M_0^{-1}(\varphi) \int_A^B (x - c)^n \varphi(x) dx \quad (2)$$

где $M_0(\varphi) = \int_A^B \varphi(x) dx$, $c \equiv M_1(\varphi) = M_0^{-1}(\varphi) \int_A^B x \varphi(x) dx$.

Полагаем, что $\varphi(x)$ такова, что $M_n(\varphi)$ имеют конечные значения и, далее, $M_0(\varphi) = 1$. Для $F(x, u)$ моменты $M_n(F)$ легко определяются через $M_n(\varphi)$:

$$M_1(F) = u \quad (3a)$$

$$M_2(F) = \sigma^2 + z^2 \quad (z \equiv c - u) \quad (36)$$

$$M_3(F) = 0 \quad (3b)$$

$$M_4(F) = M_4(\varphi) + z^4 + 4\gamma z + 6\sigma^2 z^2, \quad \text{и т.п.} \quad (3c)$$

где c, σ, γ - центр, дисперсия и асимметрия.

Можно предположить, что нужное u минимизирует $M_2(F)$, т.е. $u = c$, но это решение выглядит убедительно лишь в случае, когда известно, что $\varphi(x)$ симметрична в ГМ (случай, не представляющий интереса, т.к. уже все известно).

Не совсем тривиальным выглядит рассмотрение эксцесса:

$$E(u) = (\sigma^2 + z^2)^{-2} (z^4 - 2\gamma z + 6\sigma^2 R_0^2), \quad (4)$$

где $z \equiv c - u$,

$$R_0^2 \equiv \frac{1}{2} (3\sigma^2 - \sigma^{-2} M_4(\varphi)) \quad (4a)$$

(величина, характеризующая расстояние между двумя пиками).

Это определение эксцесса несколько отличается от традиционного

$$E = M_4 M_2^{-2} - 3. \quad (5)$$

Действительно, при попадании u в окрестность ГМ функция (1) должна значительно обостряться, что дает право потребовать минимальное значение эксцесса (4) как функцию u :

$$E'(u) = 2(\sigma^2 + z^2)^{-3} (2\sigma^2 z^3 + 3\gamma z^2 - 2\sigma^2 R_0^2 z - \gamma \sigma^2) = 0. \quad (6)$$

Анализ простейшей функции

$$\varphi(x) = A\pi(x+1) + \pi(x-A), \quad A > 1, \quad |x| < \infty, \quad (7)$$

где

$$\pi(x) = \begin{cases} 0, & x \neq 0 \\ 1, & x = 0, \end{cases} \quad (8)$$

на минимум эксцесса (4), действительно дает правильный ответ о положении ГМ (в данном случае - очевидном $u = -1$):

$$\begin{aligned} u_1 &= A & E(u_1) &= 1 - 1/2A \\ u_2 &= -1 & E(u_2) &= 1 - A/2 \\ u_3 &= \frac{A-1}{2} & E(u_3) &= 1. \end{aligned} \quad (9)$$

Мы получили в этом примере точные координаты сразу двух максимумов. Для u_2 эксцесс $E(u_2)$ имеет минимальное значение и, кроме того, можно проверить, что радиус кривизны $E(u)$ в точке u_2 значительно меньше, чем в u_1 .

Иллюстрацией к предложенной схеме поиска ГМ может служить разложение функции (1) по полиномам Эрмита $H_n(x)$.

Заканчивая разложение на $H_4(x)$,

$$F(x, u) \approx \frac{e^{-t^2}}{\sqrt{2\pi\mu_2(F)}} \left[1 - \frac{E(u)}{12}(4t^4 - 12t^2 + 3) + \dots \right], \quad (10)$$

можно заключить, что правая часть (10) может представлять двухпиковую функцию по переменной

$$t(x, u) = \frac{x - u}{\sqrt{2\mu_2(F)}}, \quad (10a)$$

и рассуждения о минимальном значении $E(u)$ соответствуют усилению одного из пиков.

Конечно, нельзя ожидать такого поразительного описания максимумов, как в примере (7-9) для произвольной функции, успех будет определяться тем, насколько $\varphi(x)$ при "взгляде издали" (интегрирование) будет напоминать двухпиковую.

Можно попытаться обобщить анализ эксцесса для N -мерной функции $\varphi(\vec{r})$, заданной на области V , хотя уже нельзя ожидать дословно убедительного подтверждения, такого, как (10).

Для $\varphi(\vec{r})$ конструируем аналог (1)

$$F(\vec{r}, \vec{u}) = \frac{1}{2} [\varphi(\vec{r}) + \varphi(2\vec{u} - \vec{r})], \quad (11)$$

где \vec{u} - искомый вектор положения ГМ. Определим моменты для $F(\vec{r}, \vec{u})$

$$\mu_n(F) = \mu_0^{-1}(F) \int_V (\vec{r} - \vec{u})^n F(\vec{r}, \vec{u}) d\sigma(\vec{r}) \quad (12)$$

через интегральные характеристики $\varphi(\vec{r})$ ($\int_V \varphi(\vec{r}) d\sigma = 1$):

$$\sigma^2 \equiv \int_V (\vec{r} - \vec{c})^2 \varphi(\vec{r}) d\sigma \quad (13a)$$

$$\vec{y} \equiv \int_V (\vec{r} - \vec{c})^3 \varphi(\vec{r}) d\sigma \quad (13b)$$

$$K_{mn} \equiv \sigma^2 \delta_{mn} - \int_V \varphi(\vec{r}) (x_n - c_n)(x_m - c_m) d\sigma \quad (13в)$$

$$2\sigma^2 R_0^2 \equiv 3\sigma^4 - \int_V \varphi(\vec{r}) (\vec{r} - \vec{c})^4 d\sigma, \quad (13г)$$

где \vec{c} - центр, σ^2 - полная дисперсия $\varphi(\vec{r})$, \vec{y} - вектор асимметрии, \hat{K} (K_{mn}) - матрица "глобальных" корреляций (в отличие от известной матрицы вторых производных - матрицы Гессе). Сконструируем скаляр-эксцесс, аналогично (4)

$$E(\vec{R}) = (\sigma^2 + R^2)^{-2} (R^4 - 2\vec{R}\vec{y} + 2\vec{R}\hat{K}\vec{R} - \sigma^2 R_0^2), \quad (14)$$

$$\vec{R} \equiv \vec{c} - \vec{u}.$$

Требование минимума $E(\vec{R})$ приводит к условию

$$\frac{2\sigma^2 R^2 + 4\vec{R}\vec{y} - 4\vec{R}\hat{K}\vec{R} - 2\sigma^2 R_0^2}{\sigma^2 + R^2} \vec{R} = \vec{y} - 2\hat{K}\vec{R}. \quad (15)$$

Решение (15) можно искать в разложении

$$\vec{R} = \sum_{n=1}^N x_n \vec{h}_n, \quad (16)$$

где \vec{h}_n - собственные векторы матрицы \hat{K} :

$$\hat{K}\vec{h}_n = \lambda_n \vec{h}_n, \quad (16a)$$

λ_n - собственные значения. Однако поиск коэффициентов (16) представляется крайне сложным, поэтому будем искать частное решение (15):

$$\vec{R}(x) = x \cdot \vec{\gamma} / \Gamma, \quad \Gamma \equiv |\vec{\gamma}|, \quad (17)$$

хотя можно предложить другое частное решение :

$$\vec{R}(x) = x \cdot \hat{K}^{-1} \vec{\gamma}. \quad (17a)$$

В предположении (17) экстремальным значениям эксцесса соответствует набор из $3N$ значений x , удовлетворяющих уравнению

$$2(\beta^2 - \lambda_n)x^3 + 3\Gamma x^2 - 2\beta^2(R_0^2 - \lambda_n)x - \beta^2\Gamma = 0. \quad (18)$$

Рассмотрение простейшего 3-мерного примера, аналогичного (7,8):

$$\begin{aligned} \psi(\vec{r}) = & 2\pi(x+1)\pi(y+1)\pi(z+1) + \pi(x-4)\pi(y+1)\pi(z+1) + \\ & \pi(x+1)\pi(y-4)\pi(z+1) + \\ & \pi(x+1)\pi(y+1)\pi(z-4), \end{aligned} \quad (19)$$

показывает, что решения (18), соответствующие самому минимальному значению эксцесса (14), располагают вектор \vec{u} наиболее близко к самому "тяжелому" из 4 "шариков": $u_x = u_y = u_z \approx -1,4$.

При анализе эксцесса (4,14) предполагалось, что $\gamma \neq 0$.

Случай, когда $\gamma = 0$, может возникать в различных ситуациях :

а) "сложный" рельеф функции: например, противовесом узкому пику ГМ является набор обширных плато меньшей амплитуды;

б) $\psi(\vec{r})$ представляется в виде "вулкана с глубоким кратером";

в) "обширное плоскогорье" на фоне "малых вершин";

г) наконец, $\psi(\vec{r})$ - "одинокая" симметричная "гора".

Уравнению (15) в этих случаях соответствуют решения:

$$\vec{R} = 0; \quad R_n^2 = \beta^2 \frac{R_0^2 - \lambda_n}{\beta^2 - \lambda_n}. \quad (20)$$

Определяющим фактором здесь будет значение R_0 : для "одинокой горы" $R_0^2 \leq 0$ (!), и предпочтительней выбрать решение $\vec{R} = 0$. Для остальных случаев а)-в) $R_0^2 > 0$, и мы, потеряв направление, не знаем, в какой из этих ситуаций находимся.

Можно предложить следующий путь выхода из этого положения: определив в области V шар с центром \vec{c} и радиусом B , равным минимальному из положительных значений R_n (20), мы затем сожмем его в точку (вместе с "содержимым"). В сжатой области $V-B$ определим интегральные моменты от переменной

$$\vec{t}(\vec{r}) = \vec{r} - B(\vec{r} - \vec{c}) / |\vec{r} - \vec{c}|, \quad (21)$$

$$\eta_n = \eta_0^{-1} \int_{V-B} [\vec{t}(\vec{r}) - \vec{a}]^n \psi(\vec{r}) d\tau, \quad (22)$$

где \vec{a} - центр $\psi(\vec{r})$ в области $V-B$:

$$\vec{a} \equiv \eta_0^{-1} \int_{V-B} \vec{t}(\vec{r}) \psi(\vec{r}) d\tau, \quad (22a)$$

$$\eta_0 \equiv \int_{V-B} \psi(\vec{r}) d\tau. \quad (22b)$$

При успешном осуществлении (22) мы можем получить новые значения асимметрии $\vec{\gamma}_t$, эксцесса E_t и использовать эти параметры в задаче (14-15). Если $\vec{\gamma}_t = 0$, то, скорее всего, рельеф симметричный и, осуществляя сжатия (21-22) с корректируемыми значениями B (по (14-22)), мы можем прийти к решению для "одинокой горы" - $R_0^2 \leq 0$.

ИТЕРАЦИИ И ПРАВИЛО ОКОНЧАНИЯ

Самым драматическим моментом для всей изложенной схемы поиска главного максимума является ситуация с функцией "сложного" рельефа (не говоря уже о неизбежных неточностях вычислений) - наиболее общий и непредсказуемый случай. Даже при простейших моделированиях $\varphi(x)$ (несколько вершин (8) и обширное плато - "столик") наблюдалось нарушение известной трактовки асимметрии: "если $\gamma > 0$, то слева от центра - большой пик, а справа - длинный хвост". Минимальное значение принимал эксцесс (14), положение которого указывало на подобное плато.

Таким образом, нет оснований построить однозначную итерационную процедуру, когда из всех решений (6,15) выбирается корень, отвечающий минимальному значению эксцесса (4,14).

Единственное, что оставляет надежду на жизнеспособность схемы (4-22), это тот факт, что и для одномерных и для многомерных функций наряду с этими ложными направлениями существовали решения среди (6,15), поразительно близкие к реальному ГМ, но имеющие большее значение эксцесса. Задача создания активной итерационной сетки, учитывающей все решения (6,15), представляется необычной, и к настоящему времени общих рецептов не найдено. Однако внимание, уделяемое последней задаче, может быть не бесполезным - сетка не представляется бесконечной, т.к. каждое направление итерационной сетки может иметь желаемый "тупик".

Последнее утверждение о "тупике" предусматривает правило окончания. Можно предложить следующее: если в некоторой подобласти V получено, что $R_0^2 \leq R_{min}^2$ (заданное) или, что еще сильнее, $R_0^2 \leq 0$, то можно считать, что найдена вершина, амплитуда которой больше всех остальных в этой области. В принципе, для любой гладкой функции условия $R_0^2 \leq 0$ можно достичь с помощью процедуры сжатия в окрестности ГМ.

Простейшая итерационная процедура реализована при восстановлении параметров прямых пространственных траекторий анализом на ГМ функции /9/:

$$\varphi_k(x, y) = \sum_{n=2}^N \sum_{m=1}^{M_n} f(x, a_{nk}, a_{mn}) f(y, b_{nk}, b_{mn})$$

$$f(t, p, q) \equiv G\left(t \frac{z_n - z_1}{z_N - z_1} + p \frac{z_N - z_n}{z_N - z_1} - q; S\right), \quad (23)$$

где $z_n (n=1, 2, \dots, N)$ - координаты детекторов, измеряющих компоненты a_{mn}, b_{mn} пространственных точек с точностью S ; M_n - число точек, регистрируемых отдельным детектором; k - номер восстанавливаемой траектории, проходящей через опорные точки (a_{nk}, b_{nk}, z_n) и (x, y, z_N)

Для $z_n = 0, 1, \dots, 6$ было разыграно 6 пространственных треков, проекции которых на плоскостях XZ и YZ изображены на рис.1.

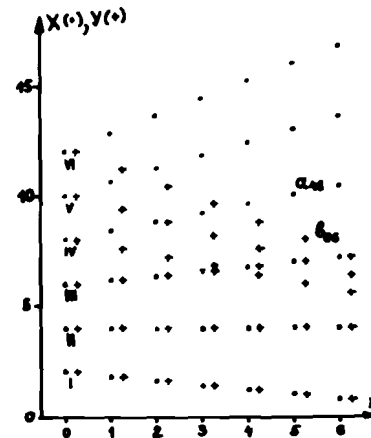


Рис.1 Схематическое представление координат пространственных прямых траекторий. Номера траекторий помечены римскими цифрами. Черные точки соответствуют координатам в XZ -плоскости, крестики - в YZ . Y -проекции несколько сдвинуты по оси Z для лучшего изображения.

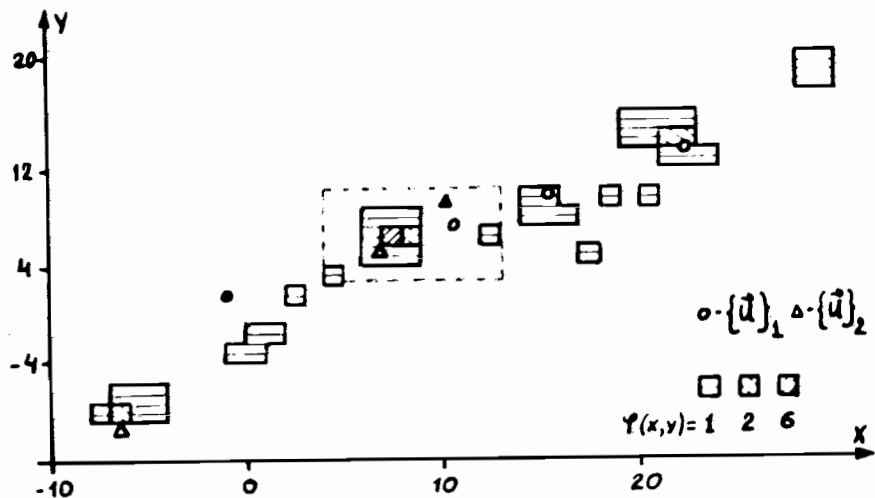


Рис.2 Участок функции (23). Кружочки показывают положения решений задачи (14-18) для первой итерации, треугольники - для второй; зачерненные символы соответствуют минимальному значению эксцесса (14).

Все точки $(a_{ши}, b_{ши})$ принадлежали идеальным прямым, хотя при восстановлении для

$$G(t; s) = \begin{cases} (2s)^{-1}, & |t| \leq s \\ 0, & |t| > s \end{cases} \quad (24)$$

приписывалась точность $s^{-2} = 12$.

Участок функции $\varphi_3(x, y)$ изображен на рис.2. Несколько нефизическая картина розыгрыша (рис.1) оправдана желанием разбросать $\varphi_3(x, y)$ от диагонали $y \approx x$.

Первоначальные пределы интегрирования были "бесконечными" $(-1000 \leq x, y \leq 1000)$, набор решений задачи (14, 18) - $\{\vec{u}\}_1$ для этих пределов изображен кружочками, зачерненный соответствует самому минимальному значению (14). Вокруг последнего \vec{u} строился квадрат со стороной 2δ , тем самым определя-

лась область V_2 для второй итерации. Для V_2 решения $\{\vec{u}\}_2$ изображены треугольниками. Скалярное произведение: $\vec{y}_1 \cdot \vec{y}_2 < 0$ - асимметрия во 2-й итерации направлена "против" \vec{y}_1 1-й итерации. В подобных случаях компонента вектора \vec{u}_i (i - номер итерации) заменялась на соответствующую компоненту вектора центра \vec{c}_i , если компонента \vec{y}_i меняет знак по отношению к \vec{y}_{i-1} .

Этот рецепт отражает недоверие к \vec{y}_i ("сложный рельеф"?) и основан на упоминавшейся минимизации $M_2(F) : \vec{u} = \vec{c}$. На рис.2 пунктиром отмечен квадрат - область V_5 , в которой R_0^2 принял отрицательное значение (при итерациях он монотонно уменьшался) - поиск ГМ закончился. При последних итерациях \vec{y}_i, \vec{y}_{i-1} знака не меняло и вектор \vec{u}_5 почти идеально попал в основание вершины $\varphi_3(x, y) = 6$.

Использовать простые решения $\vec{u} = \vec{c}$ опасно, т.к., например, для $\varphi_1(x, y)$ и $\varphi_6(x, y)$ ГМ располагался на концах диагонали $y \approx x$, и итерационная область - "квадрат вокруг центра" - быстро потеряла бы точку ГМ. Поэтому решения задачи (14-18) нельзя относить к случайным совпадениям - в рассмотренном примере все 6 траекторий были найдены.

На рис.3 изображены функции $\varphi(x)$, возникающие при трековосстановлении в плоскости - задача аналогичная (23), но

$$G(t; s) = (2\pi s^2)^{-\frac{1}{2}} \exp -t^2/2s^2 \quad (24a)$$

- гладкая, в сравнении с (24). Первоначальные "бесконечные" пределы для $\varphi(x)$ сужались по схеме:

$$\begin{aligned} A &= \min(u, c) - |u - c| \\ B &= \max(u, c) + |u - c| \end{aligned} \quad (25)$$

определяя следующую итерационную область $A = x \leq B$, u - решение (6), минимизирующее (4).

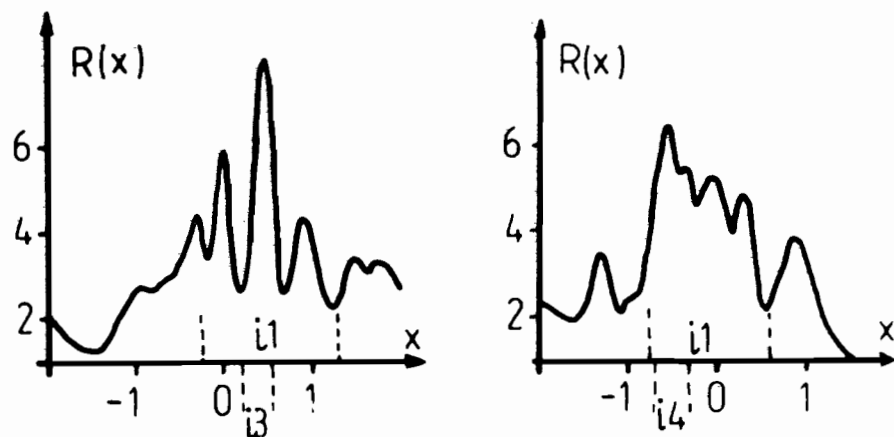


Рис.3 Графики функций, характерных для задачи восстановления траекторий в плоскости. Вертикальные пунктирные линии означают границы поиска главного максимума, полученные после первой итерации ($i1$), после третьей ($i3$) и т.п.

Доказать, что найденный максимум является главным, представляется крайне сложным для произвольной функции. Однако для задач трековосстановления, изложенных в [9], всегда можно указать φ_{min} , ориентируясь (в основном) на число детекторов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание активной итерационной сетки, охватывающей все решения (6,15), вопрос открытый. Можно лишь надеяться, что приговор будет оправдательный, т.к. задача создания подобной сетки актуальна для быстрого поиска всех относительно больших максимумов при определении вершин распада нескольких частиц (без предварительного восстановления траекторий) [9].

Определенную сложность несет в себе задача аналитического интегрирования произвольной функции. Только лишь при реконструкции траекторий эта задача достаточно проста.

Аналитические выражения для (4,14) можно получить, не прибегая к симметризации (1): будем искать такую точку u , относительно которой эксцесс минимален. Однако при такой формулировке задачи в соответствующем ряде Эрмита (10) возникают полиномы $H_1(x) - H_3(x)$, и своеобразная "доказательная" сила (10) исчезает.

Анализ на экстремумы коэффициента при $H_6(x)$ в эрмитовском разложении (10) для функции (1) приводит к уравнению 5-й степени по $z = C - u$, аналогичному (6), но характеризующему функции более сложные, чем двухпиковые. Однако это допустимо пренебрежением эксцесса, иначе возникает довольно сложное запутывание переменных x и u . Кроме того, аналогия этого коэффициента для многомерной функции приводит к задаче поиска не менее сложной, чем исходная.

Симметризация, подобная (1), может иметь самостоятельное значение - в некоторых случаях (доступных для интегрирования) интересным представляется минимизация дисперсии $\varphi(x) \cdot \varphi(2u-x)$ значительно сильнее, чем (1), обостряющей ГМ.

В заключение автор выражает благодарность за поддержку в работе Е.П. Жидкову, В.Е. Жильцову, Н.Ю. Казаринову, Ю.Л. Обухову, Э.А. Перельштейну.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Ф.П. Лекции по методам решения экстремальных задач. Изд. МГУ, М., 1974, с. 47.
2. Сухарев А.Г., Тимохов А.В., Федоров В.В. Курс методов оптимизации. "Наука", М., 1986, с. 49.
3. Стронгин Р.Г. Численные методы в многоэкстремальных задачах. "Наука", М., 1978.
4. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулдер К. Машинные методы математических вычислений. "Мир", М., 1980, с. 196.

5. Пиявский С.А. Один алгоритм отыскания абсолютного экстремума функции. ЖВМ и МФ, т.12, N 14, 1972, с.888.
6. Евтушенко Ю.Г. Численный метод поиска глобального экстремума функции. ЖВМ и МФ, т.11, N 6, 1971, с.1390.
7. Гурин Я.С., Лобач В.П. Комбинация метода Монте-Карло с методом скорейшего спуска при решении некоторых экстремальных задач. ЖВМ и МФ, т.2, N 3, 1962, с.499.
8. Жиров В.С. Поиск глобального экстремума многочлена на параллелепипеде. ЖВМ и МФ, т.25, N 2, 1985, с.163.
9. Яцуненко Ю.А. Препринт ОИЯИ. P1-88-29, Дубна, 1988.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
D4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
D2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
D14-87-799	Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 января 1988 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.