

01;10;11;12

Сферическое зеркало как инструмент для электронной спектроскопии совпадений

© С.Н. Давыдов, М.М. Данилов, В.В. Кораблев

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 7 октября 1997 г.)

Исследованы времяпролетные характеристики электростатического энергоанализатора потоков заряженных частиц типа "сферическое зеркало" в условиях идеальной угловой пространственной фокусировки для точечного источника, расположенного на оси симметрии спектрометра. Показано, что время движения частицы от источника до идеального фокуса, также расположенного на оси, в первом приближении не зависит от направления вылета в окрестности нормали к оси. Реализуемая таким образом фокусировка по времени пролета позволит эффективно использовать сферическое зеркало в тех методах электронной спектроскопии, в которых регистрируется отдельно каждый акт эмиссии.

Введение

В настоящее время для изучения физико-химических свойств приповерхностной области твердых тел широко используются методы электронной спектроскопии. Для исследования элементарных процессов, протекающих при взаимодействии первичных частиц с электронной подсистемой твердого тела, необходимо иметь информацию о природе частиц, эмиттированных в вакуум. Однако изучаемое взаимодействие может быть достаточно сложным. Например, в оже-процессе принимают участие как минимум три электрона и, кроме того, оже-эмиссия может проходить по нескольким каналам. Тем не менее в каждом отдельном оже-акте происходит лишь один из множества возможных процессов [1]. Для регистрации отдельно каждого из них применяется оже-электронная спектроскопия совпадений [2]. Отделение каждого элементарного оже-процесса от других возможных каналов осуществляется за счет разделения их как по энергии, так и во времени. Общая схема эксперимента представлена на рис. 1. После того как один из детекторов зафиксирует один электрон (например, фотоэлектрон), второй детектор включается в работу на короткое время, достаточное для того, чтобы зарегистрировать вторую частицу (собственно оже-электрон), рожденную в том же акте. При этом анализаторы, на выходе которых находятся два детектора, настроены на разные энергии пропускания: энергию фото- и оже-электрона. В результате вместо общей формы пика, регистрируемой в обычном, традиционном методе изучения оже-процессов, в методе спектроскопии совпадений можно записать отдельно вклады от нескольких процессов, формирующих в сумме оже-спектр. При этом регистрируются не все электроны, энергия которых лежит в пределах энергетического окна анализатора, а лишь те из них, момент рождения которых совпадает с моментом рождения первично эмиттированного электрона, оставившего после себя дырку в какой-либо из энергетических зон твердого тела.

Нетрудно показать, что при отсутствии ускорения или замедления пучка перед входом в анализатор разброс времени прилета на детектор частиц, рожденных одновременно в точечном источнике эмиссии,

$$\Delta t_w = t_2 - t_1 = KL \frac{\Delta W}{W_0^{3/2}}. \quad (1)$$

Здесь L — характерный размер спектрометра; K — размерный коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрии прибора и режима его работы; W_0 — кинетическая энергия электронов; ΔW — энергетический разброс в пучке или абсолютное разрешение анализатора по энергии.

Выражение (1) справедливо с точностью до величин первого порядка малости по $\Delta W/W_0$ при условии, что все частицы движутся по одной и той же траектории. Оно описывает, так сказать, "энергетический" вклад во временной разброс в пучке, связанный с ненулевым энергетическим разрешением гипотетического анализатора, обладающего нулевой светосилой. Очевидно, что временной разброс ухудшается при ухудшении относительного разрешения по энергии $\Delta W/W_0$ (например, при увеличении ΔW) и уменьшении энергии настройки W_0 .

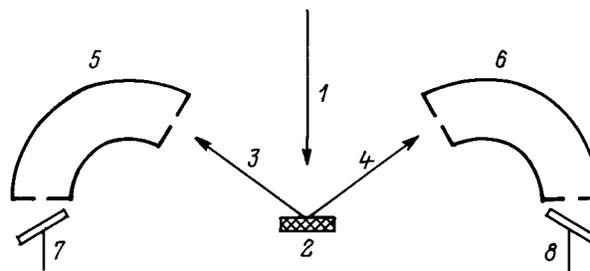


Рис. 1. Оже-электронная спектроскопия совпадений. Схема эксперимента: 1 — ионизирующее излучение (электроны, фотоны); 2 — образец; 3 — эмиссия вторичного или фотоэлектрона с внутреннего уровня; 4 — оже-электрон; 5, 6 — энергоанализаторы; 7, 8 — коллекторы на основе ПЧД.

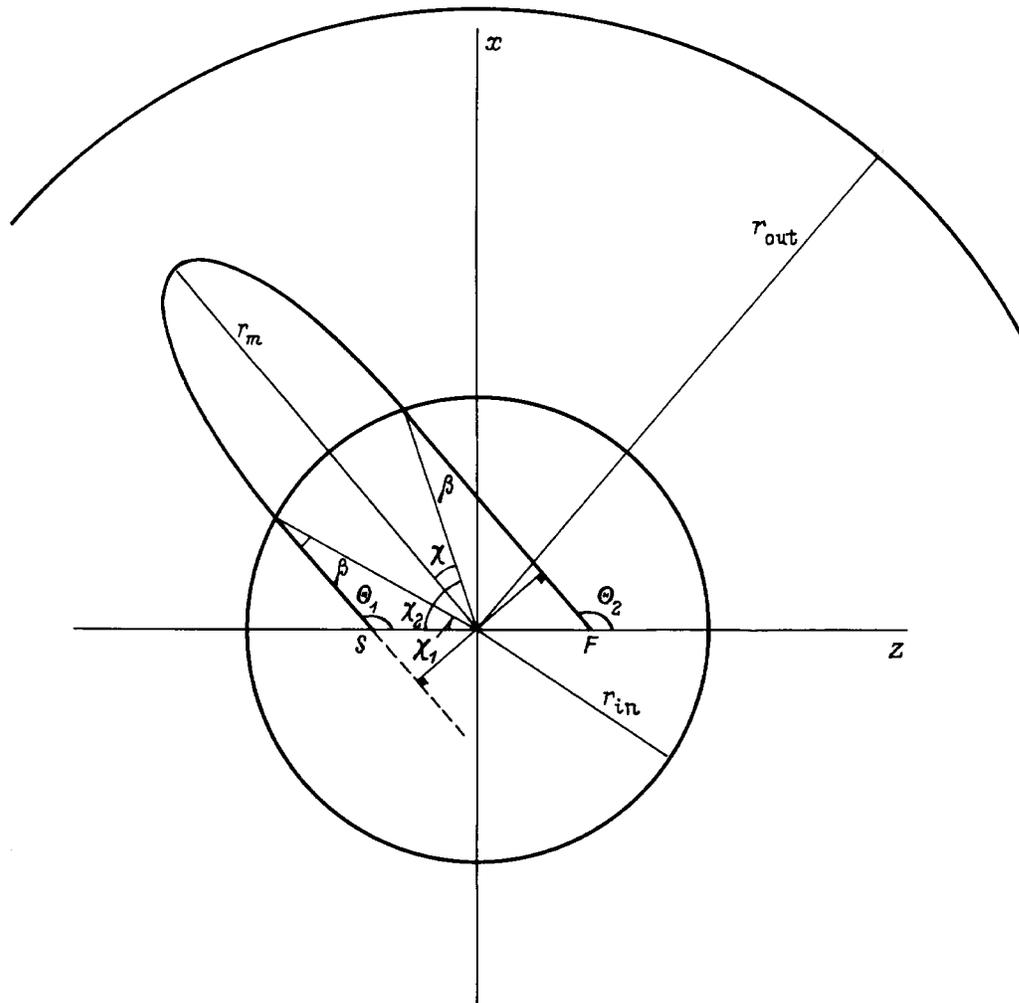


Рис. 2. Траектория заряженной частицы в сферическом конденсаторе.

В условиях конечной светосилы появляется дополнительный вклад во временной разброс Δt_{Ω} , связанный с различным временем прохождения частиц от источника до детектора по разным траекториям.

По сравнению с обычными методами оже-спектроскопии скорость записи спектров в спектроскопии совпадений на несколько порядков ниже и составляет около 0.1–1 импульс в секунду [3]. Для повышения интенсивности регистрируемого потока применяют разные методы: использование относительно светосильных энергоанализаторов; применение позиционно-чувствительного детектора (ПЧД); наклон ПЧД, частично компенсирующий разницу времени пролета, соответствующего разным траекториям частиц [2].

Очевидно, однако, что наилучших результатов можно было бы добиться, используя электронно-оптическую систему с большой светосилой, условия угловой (желательно пространственной) фокусировки в которой совпадали бы с условиями фокусировки по времени. Именно в этом случае становится возможным без ухудшения

разрешения по времени использовать полностью весь поток частиц, испускаемый в исследуемом телесном угле эмиссии.

Время движения электрона в центральном поле

Рассмотрим электростатическую систему типа "сферический конденсатор" (рис. 2). Пусть точечный источник частиц S и приемная щель F , на которой должны фокусироваться электроны, располагаются на оси системы, т.е. реализуется режим фокусировки сферического зеркала типа ось–ось [4]. При этом каждый электрон будет двигаться в некоторой фиксированной аксиальной плоскости, проходящей через ось симметрии z , а азимутальное положение этой плоскости будет определяться азимутальным углом эмиссии. Точки пересечения траектории частиц с поверхностью внутреннего электрода будут задаваться угловыми координатами χ , χ_1 , χ_2 , Θ_1 , Θ_2 .

Примем за единицу электрического заряда заряд электрона, а за единицу массы — его массу $e = 1$, $m = 1$. Пусть электростатический потенциал U между двумя сферическими обкладками конденсатора с радиусами r_{in} и r_{out} изменяется по закону $U = -1/r$, а потенциал внутренней сферы и бесполевого пространства внутри нее равен -1 . Последнее условие эквивалентно тому, что все линейные размеры выражаются в единицах радиуса внутреннего электрода: $r_{in} = 1$.

Момент количества движения электрона относительно центра поля

$$M = |[\mathbf{r} \cdot \mathbf{p}]| = |[\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}]| = \sqrt{2W}|z_1| \sin \Theta_1 = \text{const}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{r} — текущий радиус-вектор положения частицы; \mathbf{p} , \mathbf{v} , W — ее начальные импульс, скорость и кинетическая энергия; положение источника S определяется координатой z_1 .

Полная энергия частицы [5]

$$E = \frac{v_r^2}{2} + \frac{M^2}{2r^2} + U(r), \quad (3)$$

где v_r — радиальная скорость.

При $r = 1$

$$E = U(1) + W = W - 1. \quad (4)$$

Полное время движения частицы от источника до приемной щели t_{1f} складывается из трех составляющих

$$t_{1f} = t_{1b} + t_{be} + t_{ef}. \quad (5)$$

Здесь t_{1b} — время движения от источника до границы поля $r = 1$ в бесполом пространстве, t_{be} — время движения в поле, t_{ef} — снова в бесполом пространстве от точки выхода из поля до фокуса. В силу симметричности эллиптической траектории в потенциале $U = -1/r$ t_{be} может быть представлено в виде двух равных слагаемых t_{bt} и t_{te} , характеризующих восходящую и нисходящую ветви траектории (траектория движения частицы в поле симметрична относительно радиус-вектора, проведенного в точку поворота).

Время t_{1b} определяется на основе элементарных геометрических соображений:

$$t_{1b} = \left[\frac{-z_1 \cos \Theta_1 + \sqrt{1 + \cos^2 \Theta_1 - z_1^2}}{\sqrt{1 + \cos^2 \Theta_1}} \right] / \sqrt{2W}. \quad (6)$$

Для вычисления t_{be} сначала найдем наибольшее удаление частицы от центра системы r_m . Поскольку в точке поворота траектории $v_r = 0$, приравняв (3) и (4), получаем уравнение

$$W - 1 = -\frac{1}{r_m} + \frac{M^2}{2r_m^2}, \quad (7)$$

решая которое, находим значение $r_m > 0$

$$r_m = \frac{1 + \sqrt{1 - 4Wz_1^2 \sin^2 \Theta_1 (1 - W)}}{2(1 - W)}. \quad (8)$$

Воспользовавшись выражением (1), (4), (6) из [5] для времени движения частицы в центральном поле, имеем

$$t_{bt} = \int_1^{r_m} \frac{dr}{\sqrt{2(W-1) + (2/r) - (M/r)^2}}. \quad (9)$$

Учитывая (2), (8) и выражение $t_{be} = 2t_{bt}$, в результате интегрирования получим

$$t_{be} = \frac{\sqrt{2W} \cos \beta}{1 - W} + \frac{2}{[2(1 - W)]^{3/2}} \times \left\{ \frac{\pi}{2} + \arcsin \left[\frac{2W - 1}{\sqrt{1 - 4W(1 - W) \sin^2 \beta}} \right] \right\}. \quad (10)$$

Здесь $\beta = \pi - \Theta_1 - \chi_1$, $\sin \beta = |z_1| \sin \Theta_1$. Для нахождения времени от момента выхода частицы из поля до момента ее попадания в приемную щель t_{ef} надо знать точку выхода траектории из поля, определяемую углом χ (рис. 2). Согласно формуле 14.7 из [5],

$$\frac{\chi}{2} = \int_1^{r_m} \frac{M \cdot dr}{r \sqrt{-2(1 - W)r^2 + 2r - M^2}} = \arcsin \left[\frac{r - M^2}{r \sqrt{1 - 2M^2(1 - W)}} \right] \Big|_1^{r_m}. \quad (11)$$

Используя (2), (8) и формулу разложения синуса разности двух углов, окончательно получим

$$\sin \frac{\chi}{2} = \frac{W \sin 2\beta}{\sqrt{1 - 4W(1 - W) \sin^2 \beta}}. \quad (12)$$

Полученное выражение эквивалентно формуле (2), приведенной в работе [4]. Теперь, зная начальные углы Θ_1 , χ_1 , угол χ , а также величину W , можно легко вычислить время движения частицы от выхода из поля до точки фокусировки t_{ef}

$$t_{ef} = \frac{\sqrt{[z_f - \cos(\pi - \chi - \chi_1)]^2 + \sin^2(\pi - \chi - \chi_1)}}{\sqrt{2W}}. \quad (13)$$

Здесь z_f — координата фокуса F . В результате сложения выражений (6), (10) и (13), согласно (5), будем иметь полное время движения частицы от источника до приемной щели t_{1f} .

Фокусировка по времени и дисперсия в условиях идеальной пространственной фокусировки

Фокусировка по времени есть условие того, что t_{1f} не зависит по крайней мере в первом приближении от угла Θ_1 . Ограничимся рассмотрением режима идеальной угловой фокусировки по Θ_1 . Согласно [4], он

осуществляется при $W = 0.5$ и расположении точечного источника в любой точке на оси z . В этом случае координата идеального фокуса $z_f = z_1$.

Проведенный расчет зависимости полного времени t_{1f} от угла вылета Θ_1 при различных положениях источника z_1 показал наличие фокусировки по времени при $\Theta_1 = 90^\circ$. Это иллюстрируется на рис. 3, где приведена зависимость времени t_{1f} от полярного угла эмиссии Θ_1 при разных положениях источника. Из рисунка видно,

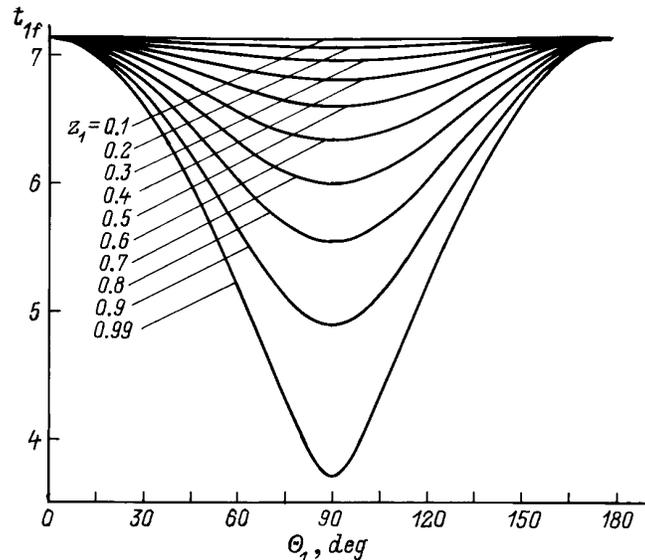


Рис. 3. Зависимость времени движения частицы от источника до фокуса, расположенных на оси симметрии спектрометра (z_1 — координата точечного источника).

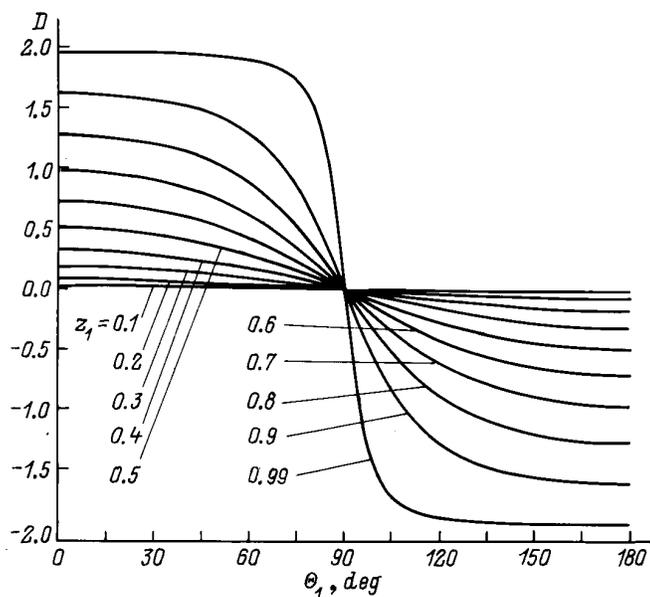


Рис. 4. Зависимость энергетической дисперсии D от направления вылета частицы при разных координатах точечного источника z_1 .

что при любом значении z_1 и $\Theta_1 = 90^\circ$ величина t_{1f} в первом приближении не зависит от Θ_1 , т.е. осуществляются искомые условия фокусировки первого порядка по времени. При удалении источника от центра системы, во-первых, происходит уменьшение абсолютного значения времени t_{1f} , а во-вторых, увеличивается абсолютное изменение этой величины Δt_{1f} , вызванное изменением Θ_1 . В результате еще сильнее увеличивается относительный разброс полного времени полета частицы $\Delta t_{1f}/t_{1f}$, соответствующий любому фиксированному диапазону углов эмиссии $\Delta\Theta_1$. Очевидно, что если конструировать электронный спектрометр для спектроскопии совпадений на основе сферического зеркала, то с точки зрения светосилы прибора источник, а синхронно с ним и детектор следует располагать как можно ближе к началу координат. В пределе, когда z_1 стремится к нулю, время полета электрона от источника до фокуса постоянно и равно приблизительно 7.1416 условных единиц. Это соответствует, однако, случаю, когда источник и изображение сливаются в начале координат, траектория вырождается в отрезок луча, а линейная дисперсия по энергии равна нулю. Согласно [4], она следующим образом зависит от z_1 и Θ_1 :

$$D = 2z_1^2 \frac{\cos \Theta_1}{\sqrt{1 - z_1^2 \sin^2 \Theta_1}}. \quad (14)$$

На рис. 4 показано несколько вариантов зависимости $D(\Theta_1)$, соответствующих разным значениям z_1 . При любом фиксированном угле дисперсия увеличивается с ростом z_1 . Получается, что для повышения разрешающей способности гипотетического анализатора источник и детектор следует располагать как можно дальше от центра сфер, около самой границы поля.

Противоречие между желанием повысить разрешающую способность и сохранить светосилу, не жертвуя разрешением по времени, надо, видимо, решать в каждом конкретном случае, исходя из условий конкретного физического эксперимента. Расположение источника практически возможно в любой точке бесполевого пространства при $r < 1$ и при наличии идеальной пространственной фокусировки. В самом деле, даже при $z_1 = 0.99$, когда дисперсия почти достигает максимального значения $D = 2$, в окрестности $\Theta_1 = 90^\circ$ существуют условия фокусировки по времени.

Возможные схемы энергетического и углового анализа

Наилучшего применения разработанной системы можно добиться, если диаметр зондирующего пучка ΔS предельно мал, что вполне реализуемо, например, в случае электронной оже-спектроскопии. Тогда центральная траектория анализируемого пучка может иметь параметр $\Theta_1 = 90^\circ$ (рис. 2), соответствующий нулевой дисперсии по энергии. Анализатор будет работать следующим образом. Согласно вышеописанным условиям идеальной пространственной фокусировки, на выходной диафрагме

Таблица 1.

Z1	Δt , ns	R, %
-0.5	1.5	1
-0.6	2.25	0.7
-0.7	3.45	0.4
-0.8	5.25	0.3
-0.9	8.1	0.2

Таблица 2.

Z1	Δt , ns	R, %
-0.5	1.95	1
-0.6	2.7	0.7
-0.7	3.9	0.4
-0.8	5.7	0.3

будут идеально сфокусированы лишь электроны, эмитированные с энергией $W = 0.5$ условных единиц в любом направлении в пределах всей полусферы, видимой из исследуемой точки плоской мишени. Даже минимальное изменение энергии эмиссии ΔW резко ослабит фокусировку, так как условия идеальной фокусировки разрушаются абсолютно любым отклонением от энергии настройки анализатора. Разрешение в такой схеме резко ухудшится при увеличении размера источника. Так, в спектрометре [6] при диаметре источника $\Delta S = 1$ mm и $r_{in} = 75$ mm было достигнуто относительное разрешение $R \approx 4\%$ при $z_1 = -0.65$. Разрешение по времени в таком режиме при

$$W = 100 \text{ eV}, \quad r_{in} = 75 \text{ mm}, \quad \Delta S = 1 \text{ mm} \quad (15)$$

и используемом диапазоне углов $\Theta_1 = 60-120^\circ$ (светосила $L = 0.27\pi$) можно получить равным $\Delta t \approx 9.3$ ns при $z_1 = -0.9$ или $\Delta t \approx 4.05$ ns при $z_1 = -0.7$. Можно "затенить" середину угловой апертуры и исключить из анализа часть потока в окрестности $\Theta_1 = \pi/2$, где энергетическая дисперсия мала. В таком случае к обычной схеме добавляется экран, который задерживает часть частиц, проходящих через диафрагму под углами, близкими к 90° . Проведенный расчет при тех же данных (15) и используемом диапазоне углов при затенении угловой апертуры от 80 до 100° ($L = 0.24\pi$) дал результаты, представленные в табл. 1.

К рассмотренной схеме можно добавить плоский ПЧД, расположив его за выходной диафрагмой параллельно оси z . Из геометрических соображений следует, что это ухудшит разрешение по времени. Зато появится дополнительная возможность (по-видимому, нигде ранее не использованная) помимо момента рождения частицы и ее энергии фиксировать направление ее эмиссии. Расчеты основных характеристик анализатора при тех же данных (15), при расстоянии от оси z до плоскости ПЧД 10 mm и светосиле $L = 0.24\pi$ приведены в табл. 2.

Заключение

На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы: 1) все предложенные электронно-оптические схемы хорошо будут работать в области оже-спектроскопии совпадений с электронным возбуждением, так как диаметр зондирующего пучка в оже-спектрометрах обычно весьма мал (0.1 mm и меньше); 2) при фотонном или ином возбуждении с большим ΔS надо либо затенять экраном центральную часть анализируемого потока, либо делать достаточно большой спектрометр ($r_{in} \approx 300$ mm), что оправдано для столь сложного эксперимента; 3) разработанная электронно-оптическая схема дает не только повышенный поток регистрируемых электронов, но и возможность при использовании ПЧД производить одновременно с энергетическим также и угловой анализ эмиссии оже-электронов.

Авторы выражают глубокую признательность профессору Тургейту из Школы математических и физических наук при университете (г. Перта, Западная Австралия) за идею разработки электронно-оптических систем с совпадающими фокусировками по углам вылета частиц и времени их пролета до детектора.

Список литературы

- [1] Ramaker D.E. // Phys. Scripta. 1992. Vol. 41. P. 77–87.
- [2] Thurgate S.M., Lund C.P. // J. Electron Spectr. Relat. Phenom. 1995. Vol. 72. P. 289–297.
- [3] Bartynski R.A. // Phys. Scripta. 1992. Vol. 41. P. 168–174.
- [4] Заиквара В.В., Юрчак Л.С., Былинкин А.Ф. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 10. С. 2010–2020.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1988. 208 с.
- [6] Hiroshi Daimon // Rev. Sci. Inst. 1988. Vol. 59. N 4. P. 545–549.