Апрель 1991 г. **Том 161, № 4**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.971

МНОГОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ, ВЫЗВАННАЯ БОМБАРДИРОВКОЙ УСКОРЕННЫМИ АТОМНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В.Б. Леонас

(Институт проблем механики АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 73
2. Методические аспекты 77
3. Новые результаты исследований ВЭЭ 84
3.1. Энергетические спектры электронов ВЭ. 3.2. Средний выход ВЭ. 3.3. Статистика МВЭ. 3.4. Молекулярные и зарядовые эффекты ВЭЭ.
4. О возможностях количественного описания эффектов МВЭ 95
5. Заключение 99
Список литературы 100

1. Введение. Вторичная электронная эмиссия относится к фундаментальным процессам взаимодействия плазмы с твердым телом. Явление вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) с поверхности твердого тела, бомбардируемого энергичными частицами (атомами или ионами), известно давно, и, по-видимому, первая публикация [1] появилась даже в прошлом веке. К настоящему времени накоплен весьма богатый экспериментальный материал [2, 3], послуживший основой разработанных феноменологических и полуэмпирических теорий явления (см. соответствующие ссылки в [3]).

Следует отметить, что осознание ключевой роли чистоты поверхности и достижения техники сверхвысокого вакуума привели в ряде случаев к обесцениванию старых данных и реализации новых экспериментальных программ. Поэтому очевидный приоритет и надежность имеет экспериментальная информация, относящаяся к исследованиям ВЭЭ последних 10 — 15 лет.

Традиционными объектами исследований ВЭЭ являются выход γ — среднее число вторичных электронов (ВЭ) на одну ударяющую частицу, энергетический спектр ВЭ $d\gamma/dE_e$. Эти измерения выполнялись как на массивных, так и на тонких (прозрачных для первичных частиц) мишенях. В последнее время большое внимание наряду с упомянутыми интегральными характеристиками уделяется изучению дифференциальных — статистике выхода ВЭ (распределению по числу выходящих ВЭ), симметрии выхода вперед/назад (по отношению к направлению бомбардирующего пучка), угловым и энергетическим распределениям ВЭ. Рис. 1 качественно иллюстрирует возможности

© В.Б. Леонас 1991

экспериментов для двух типов мишеней. Говоря о ВЭЭ, мы имеем в виду обсуждение так называемой кинетической эмиссии, вызванной бомбардировкой тяжелыми атомными частицами. Потенциальная эмиссия рассматриваться нами не будет. Ограничимся лишь упоминанием того, что уровень сегодняшней экспериментальной техники [4] позволяет считать исследования потенциальной эмиссии, вызванной медленными многозарядными ионами, весьма перспективными в деле создания метода спектроскопии электронных состояний в твердом теле. Залогом успехов здесь является развитие плазменных источников многозарядных ионов [5], ставшие почти рутинными возможности получения атомно-чистых поверхностей и разработка оригинальной методики [6] исследований с медленными ионами, когда полностью выключен вклад кинетической эмиссии.

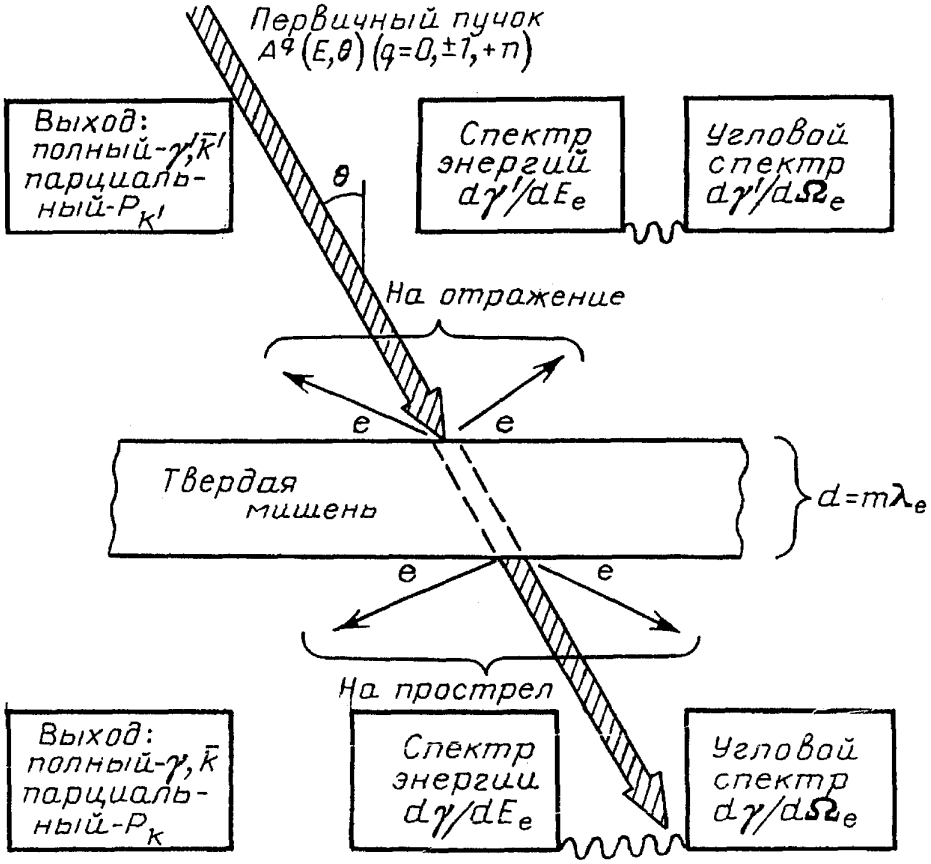


Рис. 1. Схематическое представление характеристик и конфигурации эксперимента, а также измеряемых величин при изучении ВЭЭ. Толщина мишени должна выражаться не в абсолютных, а в относительных единицах $m = d/\lambda_e$. Волнистой линией обозначены возможности проведения измерений одновременно или в режиме совпадений

Совокупность выводов из доступных данных исследования кинетической ВЭЭ нашла отражение в трактовке эмиссионного события как результата реализации трех последовательных стадий:

А. Первичная ионизация проходящей через вещество энергичной частицей (возможны также процессы вторичной ионизации энергичными внутренними электронами и атомами отдачи).

Б. Миграция возникших внутренних электронов к поверхности раздела вещество — вакуум.

В. Вылет в вакуум электронов эмиссии в результате преодоления поверхностного потенциального барьера.

Указанные стадии находят отражение в любых известных теориях ВЭЭ, и подобная формализация процесса отражает следующие ключевые наблюдательные данные:

1. Испускаемые ВЭ рождаются в основном в тонком приповерхностном слое вещества, в пределах характерной глубины выхода λ_e.

2. Угловое распределение выходящих ВЭ для некристаллических мишеней близко к косинусоидальному.

3. Форма энергетического распределения ВЭ мало чувствительна к изменениям энергии и угла падения первичных частиц.

4. Максимум выхода ВЭЭ достигается при энергиях < 1 кэВ для бомбардировки электронами и при энергии < 10^2 кэВ для протонов (для более тяжелых частиц максимум сдвигается пропорционально m_A/m_H).

5. Выход ВЭЭ растет с углом падения θ (см. рис. 1).

6. Выход ВЭЭ для непроводящих материалов, как правило, превышает выход для металлов.

Все эти заключения сделаны на основе измерений интегрального характера (полный выход, усредненный по углам спектр энергий электронов, усредненное по энергиям угловое распределение выходящих ВЭ), оставляющих большой произвол для понимания реальных физических механизмов, лежащих в основе явления ВЭЭ.

Представляется, что именно наметившийся в последние годы переход к дифференциальным измерениям — исследование статистики выхода, дважды (по углу и энергии) дифференциальных выходов — позволит сильно "сузить допуски" на используемые в теориях механизмы процесса и приблизить нас к количественному пониманию явления многоэлектронной вторичной эмиссии (МВЭ). Термином МВЭ мы подчеркиваем, что измеряемый обычно полный выход γ является статистическим средним событий с различной кратностью в отдельных актах эмиссии.

Этим направлениям исследований последних лет посвящен данный обзор. Принципиальными факторами упомянутого перехода являются отказ от токовых измерений в пользу дискретного счета, использование пучков атомов и ионов различной зарядности, тонких мишеней (фолы). Этот обеспечивает как контроль энергии взаимодействия, так и контролируемые распределения зарядовых состояний быстрых частиц. Типичный характер изменения зарядового состояния иллюстрируется рис. 2 на примере пучков H^+ и H^0 (E = 6 кэВ), проходящих через мишень из золота. Близкое к асимптотическому значение доли ионов $\bar{q}$ = 0,33 достигается после прохождения ~ 100 Å; при меньших толщинах мишени

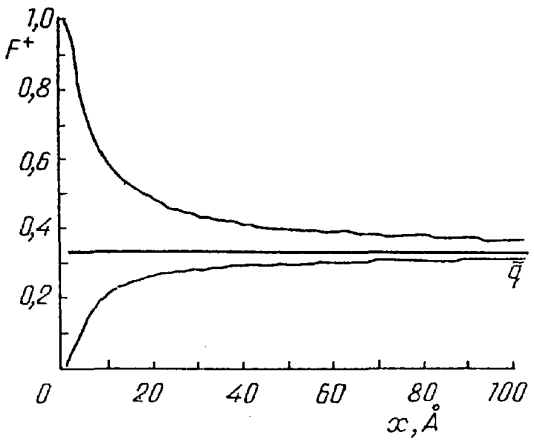


Рис. 2. Изменение зарядового состояния (F^+ — доля ионов в пучках, $\bar{q}$ — равновесное значение) пучков H (верхняя кривая) и H^+ (нижняя) (E — 6 кэВ), проходящих через мишень из золота [7]

мы видим существенные различия долей ионов в пучках H^+, H^0, прошедших путь $x < 10^2$ Å. Эти вариации открывают в случае тонких мишеней путь к диагностированию асимметрии выходов вперед/назад, обусловленной зарядовым состоянием проходящей атомной частицы.

Одной из особенностей предпринимаемых попыток теоретического анализа данных по ВЭЭ является то, что последние перекрывают энергетический диапазон в четыре порядка (1 — 10^4 кэВ). В пределах такого диапазона, охватывающего как медленные, так и быстрые (в масштабе боровской скорости) столкновения, вряд ли будут основания считать неизменными как механизмы генерации, так и энергетические и угловые спектры внутренних вторичных электронов. Именно со стремлением охватить этот диапазон связаны попытки масштабировать эффекты ВЭЭ с помощью величины $(dE/dx)_e$ — потерь на так называемое электронное торможение в веществе. Использование тормозной способности, доступной измерениям и расчету, позволяет как бы закрыть вопрос о реальных столкновительных механизмах ионизации. Однако привлекательность описания на такой единой основе не должна заслонять того факта, что описание окажется чисто феноменологическим и соответствующая теория будет обладать минимальным предсказательным потенциалом. Более того, из последующего будет видно, что из полной величины потерь на торможение проходящей быстрой частицы только 15 — 20% реально используется на генерацию внутренних электронов; это соотношение будет лимитировать точность любых количественных предсказаний на основе величины $(dE/dx)_e$.

На рис. 3 представлена качественная картина прохождения энергичной атомной частицы через тонкую мишень, позволяющая обсудить основные столкновительные процессы, связанные с ВЭЭ.

Как видно из рис. 3, тяжелая частица после прохождения пути x_k (k = 1,2,3), определяемого характерной длиной ионизационного пробега λ_i ($x_k = -\lambda_i \ln\xi$, ξ — случайное число на интервале 0 — 1), порождает внутренний вторичный электрон e_k. Длина пробега λ_i определяется эффективным сечением ионизации Q_i и плотностью вещества мишени n ($\lambda_i = (Q_i \cdot n)^{-1}$). Вылет внутренних вторичных электронов обычно принимается изотропным. Более точной будет модель изотропного вылета в системе центра инерции сталкивающихся атомов. Тогда учет движения центра масс создает асимметрию вылета в Л-системе, степень которой определяется соотношением скоростей (энергий) электрона и тяжелой частицы. Заметим, что эта кинематическая модель может оказаться несостоятельной в отношении электронов с энергиями $E_e > 100$ эВ (на это указывают и результаты исследований угловых распределений электронов, эжектируемых при столкновениях протонов в газообразных мишенях [8]).

Миграция внутренних вторичных электронов в веществе мишени будет сопровождаться процессами индивидуального и коллективного взаимодействий. Индивидуальные столкновения приводят к упругому рассеянию — изменению траектории движения (соответствующее сечение (Q_{el}), неупругим

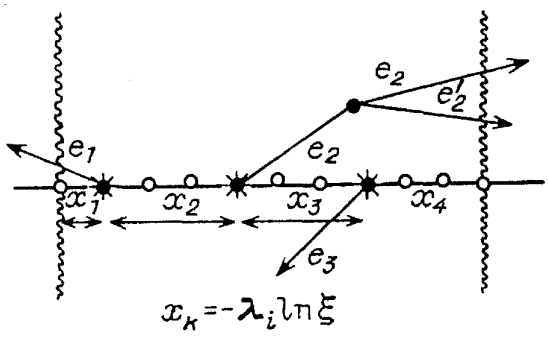


Рис. 3. Качественная картина прохождения быстрой частицы через вещество мишени. x_k — путь, проходимый частицей между последовательными актами ионизации — рождения электронов e_k, e_k' — каскадный электрон

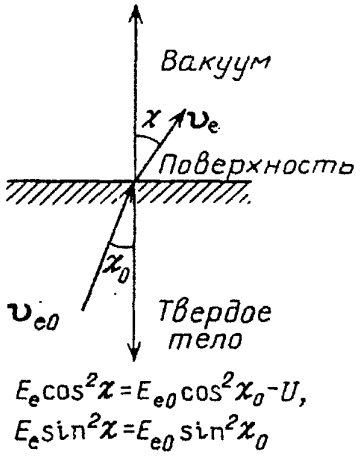


Рис. 4. Схематическое представление плоского поверхностного потенциального барьера высотой U

столкновениям — торможению электронов (сечение Q_{in}) и к прямой ионизации — каскадному размножению электронов (сечение Q_{ie}). Торможение внутренних вторичных электронов в случае коллективных взаимодействий связано с электрон-фононным рассеянием и рождением плазмонов. Как следует из рис. 4, подошедший к границе вещество—вакуум электрон имеет возможность выйти наружу, преодолев поверхностный потенциальный барьер. Для простой модели плоского поверхностного барьера условия выхода представлены на рис. 4, и из них можно видеть, что прохождение барьера модифицирует угловое и энергетическое распределения ВЭ низкоэнергичной популяции внутренних вторичных электронов. В рамках рассмотренной картины процесса ВЭЭ следует ожидать, что статистика выхода электронов будет определяться суперпозицией пуассоновского распределения истинно вторичных электронов ионизации и распределения электронов, рожденных каскадным путем. Ясно также, что обнаружение корреляции выходов вперед/назад может быть истолковано как указание на осуществление процессов многоэлектронной ионизации атомов вещества мишени.

2. Методические аспекты. Одним из принципиальных методических достижений исследований последних лет является широкое применение тонких мишеней — фольг, обеспечивающих следующие преимущества:

1. Потери энергии проходящей частицы сведены к пренебрежимому уровню — моноэнергетичность столкновений.

2. Варьируя толщину мишени, можно реализовать условия, при которых характерные пробеги для различных столкновительных процессов (ионизации атомами отдачи, многократной ионизации) окажутся больше толщины, и тем самым их вклад в поток ВЭ будет подавлен.

3. Имеется возможность изучения асимметрии выхода и эффектов зарядового состояния проходящей частицы.

4. Важное достоинство связано с возможностью независимого измерения абсолютной интенсивности проходящего пучка, обычно наталкивающегося на трудности, в частности в случае пучков нейтральных атомов.

Осложняющим фактором измерений на тонких мишенях является зависимость регистрируемого эффекта (например, среднего выхода) от толщины d, усложняющая сопоставление измерений, выполненных в разных лабораториях. Простое масштабирование результатов измерений с помощью толщины фольги не во всех случаях (особенно при $d \sim \lambda_e$) будет оправданно.

На рис. 5 показана схема прибора для исследования статистики многоэлектронной эмиссии углеродной фольги, бомбардируемой ионами H^+, He^+, H_2^+ в диапазоне энергий 0,4 — 2,8 МэВ. Исследуемая фольга (толщиной 650 Å) установлена под углом 45° к оси пучка, а вторичные электроны (доускоряемые до энергии 20 кэВ) детектируются полупроводниковым детектором D_1. Конфигурация прибора обеспечивает возможность исследования выхода только на прострел. Отметим, что аналогичная конфигурация использовалась в работе [10], однако фольга устанавливалась нормально к пучку, а два симметрично расположенных детектирующих узла обеспечивали вытя-

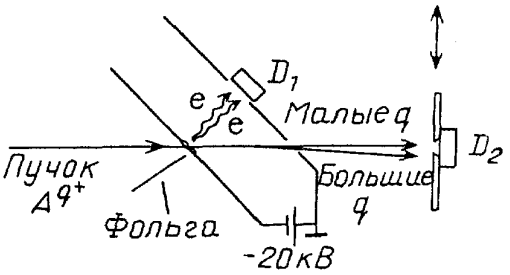


Рис. 5. Схема прибора для исследования статистики односторонней (на прострел) эмиссии из углеродной фольги [9]. D_1, D_2 — полупроводниковые детекторы ВЭ и первичного пучка соответственно. Фольга наклонена к пучку под углом 45°

гивание под углом 45° и сбор электронов, выходящих на прострел и на отражение. Как следует из рис. 5, частицы первичного пучка детектировались подвижным полупроводниковым детектором D_2; в этом канале детектирования используется специальная отклоняющая система для разделения выходящих из фольги ионов по зарядовым состояниям.

Конфигурация принципиально нового [11] прибора этих авторов показана на рис. 6. Модификация преследовала цель обеспечения возможности одновременного анализа ВЭ, выходящих на отражение и прострел, по числу, энергиям и углу вылета, т.е. возможности измерения тройного дифференциального сечения.

Фольга (варьируемой толщины 140, 500 и 1000Å) установлена перпендикулярно пучку, и для одновременных измерений углов и скоростей выходящих из фольги электронов использованы специальные детекторы, обладающие временным и координатным разрешением. Детекторы построены на основе сборок из двух микроканальных пластин (МКП) с секционированным коллектором — анодом.

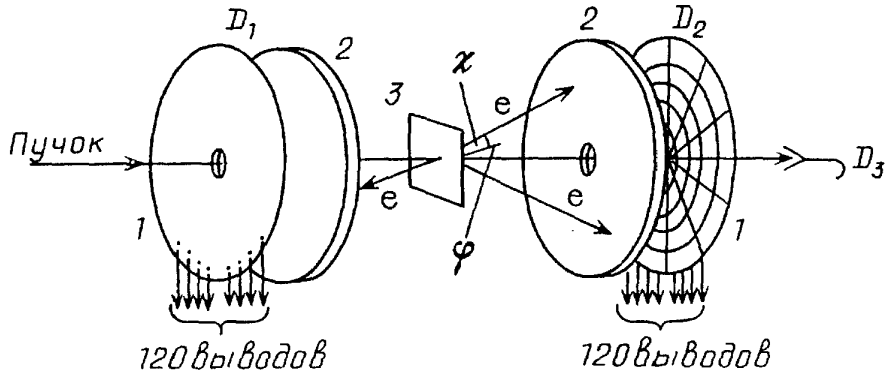


Рис. 6. Схема прибора для исследования статистики двусторонней эмиссии из углеродной фольги — измерений трижды дифференциальных сечений (по числу, энергии и углу вышедших электронов) $d^3\gamma/dk\, dE_e\, d\Omega_e$ [11]. D_1, D_2— детекторы электронов на основе микроканальных пластин, D_3 —детектор первичного пучка, *1* — сборка из двух МКП (диаметром 75 мм), 2 — секционированный (120 элементов) коллектор, *3* — фольга, перпендикулярная первичному пучку. Диаметр проходных отверстий в D_1, D_2 — 6 мм

Для прохождения первичного пучка в МКП и коллекторе сделаны отверстия (∅ 6 мм), и он принимается специальным детектором D_3 на основе канального электронного умножителя (КЭУ). Координатное разрешение детекторов D_1, D_2 обеспечивается многоэлементной структурой коллектора (120 независимых элементов, образованных из десяти концентрических кольцевых полос, разрезанных каждая на двенадцать секторов). Энергетический анализ медленных ВЭ осуществляется путем измерения времени пролета от фольги до детекторов (D_1, D_2); в качестве стартового использовался сигнал прихода электрона, а в качестве стопового — задержанный сигнал от D_3. В зависимости от точки удара электрона на поверхности МКП (∅ 75 мм) сигнал возникал на одном из 120 коллекторных элементов, адрес которого кодирует углы (χ, φ) вылета электрона. При многоэлектронных эмиссионных событиях поперечные компоненты их скоростей обеспечивают такой "разлет" электронов, что активированными оказываются различные коллекторные элементы. Автоматизированная измерительная система обеспечивает одновременный опрос всех элементов, так что практически нет ограничений на число регистрируемых электронов, возникающих в акте многоэлектронной эмиссии. Энергетический диапазон ВП-измерений ограничен очевидным условием $v_т \gg v_e$ (т — тяжелая первичная частица, е — электрон); для угловых измерений таких ограничений нет.

Принципиальная схема установки [12] для исследования статистики эмиссии из массивной мишени, бомбардируемой различными пучками с энергиями в диапазоне 1 — 16 кэВ, показана на рис. 7. Для детектирования ВЭ, ускоряемых до энергии 30 кэВ, использован полупроводниковый (кремниевый) детектор (ППД). Типичный амплитудный спектр показан на рис. 8, и последовательные пики соответствуют энерговыделениям при одновременном приходе на детекторы *k* электронов, выделяющих в ППД энергию 30 кэВ.

Как видно, пики хорошо разделяются ($\Delta E_{1/2}$ = 6 кэВ), и единственной проблемой интерпретации экспериментальных спектров было устранение перекрытий вблизи оснований пиков. Эти перекрытия обусловлены потерями

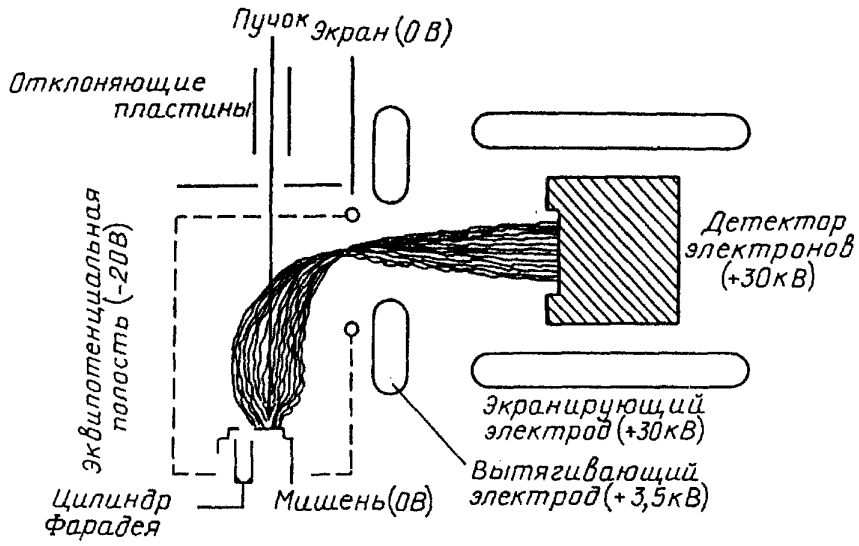


Рис. 7. Схема прибора для исследования статистики ВЭ массивной мишени из золота [12]. Электроны, вытягиваемые (показан пучок расчетных траекторий с E_e = 20 эВ) в детектор, ускоряются до энергий 30 кэВ. Отклоняющие пластины используются для увода первичного пучка в цилиндр Фарадея и отклонения ионов при бомбардировке мишени пучками атомов. Мишень включена в цепь измерения тока, содержащего ионную и электронную компоненты

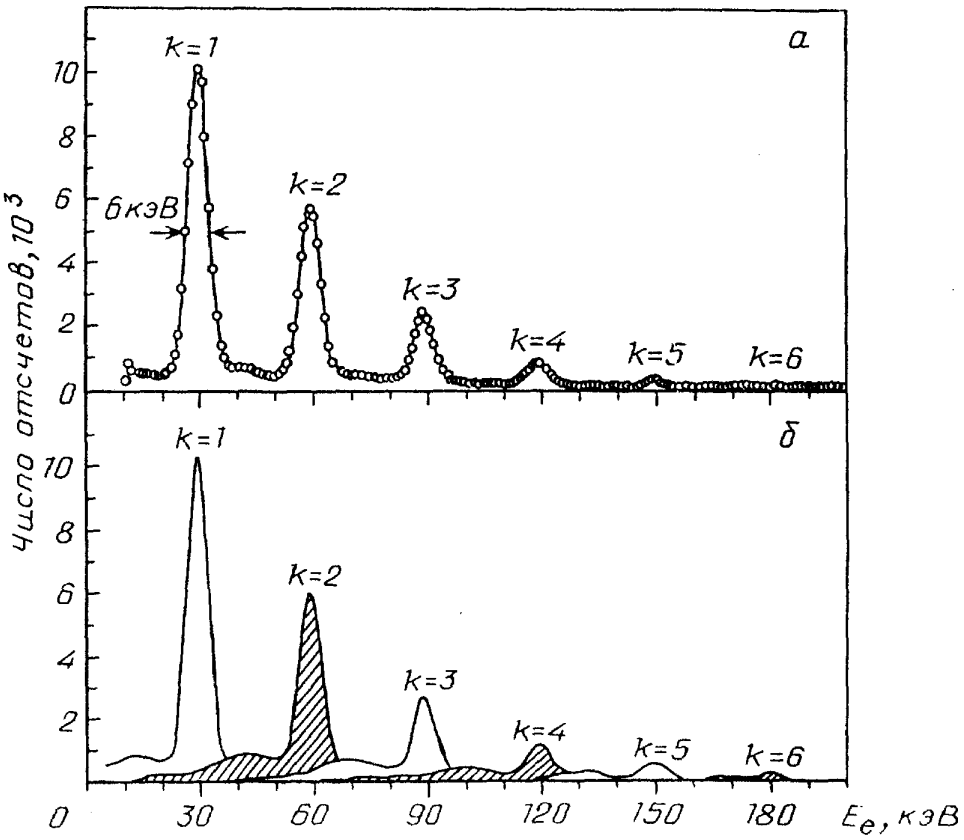


Рис. 8. Типичные амплитудные спектры сигналов полупроводникового детектора для прибора на рис. 7. *а* — Измеренный спектр [12]. *б* — Результат разложения измеренного спектра на кратные пики с учетом внутренних отражений детектируемых электронных групп в ППД (штриховкой показана истинная форма пика для k = 2, 4)

энергии при отражении части детектируемых электронов от поверхности кремния и защитного слоя (Al) ППД. В результате отражений энергия этой части детектируемых электронов в каждом пике оказывается уменьшенной и будет характеризоваться некоторым распределением. Учет этого эффекта с использованием данных по тормозным потерям электронов позволяет пол-

ностью разделить вклады пиков, отвечающих различным значениям k. На рис. 8 штриховкой показаны расчетные профили линий, соответствующих $k = 2, 4$ и 6, и на основании подобной обработки первичных спектров можно найти истинное число событий с эмиссией заданного числа k электронов.

Измерения проводились в условиях сверхвысокого вакуума ($p \leq 2 \cdot 10^{-12}$ Па), при этом мишень из поликристаллического золота подвергалась ионному травлению для получения атомно чистой поверхности. В измерениях для бомбардировки использовались пучки H, H_2, H_3 и атомов благородных газов в различных зарядовых состояниях ($q = 0, \pm 1, +n$).

На рис. 9 показана схема прибора для исследования статистики ВЭЭ тонкой фольги [13], обеспечивающего возможность регистрации ВЭ как независимо, так и в режиме совпадений выходов с обеих сторон. Основными элементами прибора являются два одинаковых электростатических зеркала 2,

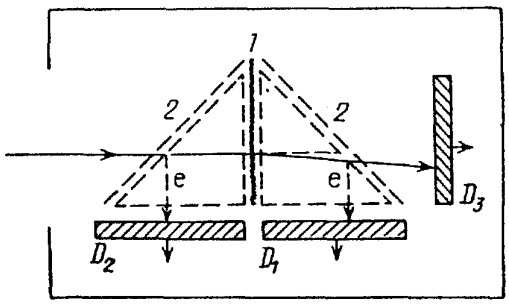


Рис. 9. Схема прибора для исследования статистики двусторонней эмиссии тонкой мишени [13]. *1* — фольга, 2 — электростатическое зеркало для ускорения и увода электронов с траектории первичного пучка, D_1, D_2 — детекторы (на основе МКП) электронов, выходящих на прострел и на отражение, D_3 — детектор первичного пучка на основе ВЭУ-7. D_1 — D_3 могут работать независимо и в режиме совпадений. Штриховой линией показана траектория ВЭ

ускоряющих и изохронно транспортирующих вылетевшие из произвольной точки фольги электроны к детекторам D_1, D_2. Зеркала, изготовленные из сеток с высокой ($\gtrsim 95\%$) прозрачностью, кроме увода электронов с оси первичного пучка (поворот траекторий ускоренных электронов на 90°) обеспечивают отображение плоскости эмиссии (фольги) на плоскость входа детекторов D_1, D_2. Ускорение электронов (до энергии ~ 1 кэВ) "подавляет" поперечные компоненты их скорости, приводящие к поперечному сносу точки удара приходящего к детектору электрона относительно положения точки выхода в плоскости эмиссии. Это отображающее свойство детектирующей системы в сочетании с использованием координатно-чувствительных детекторов может оказаться весьма полезным при работе с широкоаппертурными пучками, характерными для ряда задач диагностики горячей лабораторной и космической [14] плазмы. В обсуждаемом приборе использовалась сверхтонкая (~ 50Å) углеродная фольга. Однородность состава и толщины фолы исследовались на других образцах (изготовленных по той же технологии) методом обратного резерфордовского рассеяния и другими методами в работе [15]. Специально сконструированные [16] детекторы D_1, D_2 на микроканальных пластинах (МКП) имеют узкие одноэлектронные амплитудные распределения (разрешение $R_A = 30 - 40\%$, $R_A = \Delta A / A_{max}$, A_{max} — наиболее вероятная амплитуда сигнала, ΔA — полная ширина на полувысоте распределения амплитуд сигнала). Детекторы, работающие в режиме счета (интенсивность первичного

пучка $I_0 \sim 10^3\,c^{-1}$), обеспечивают возможность уверенного различения эмиссионных событий по числу приходящих на детекторы электронов — амплитуды A_1, A_2 сигналов D_1, D_2 пропорциональны числу приходящих электронов. Для детектирования прошедших через фольгу частиц первичного пучка служит третий детектор D_3 (типа ВЭУ-7).

Три детектора D_1, D_2, D_3 могут работать независимо и в режиме совпадений (парных, тройных). Регистрация совпадений D_1 — D_2 позволяет непосредственно исследовать степень корреляции событий.

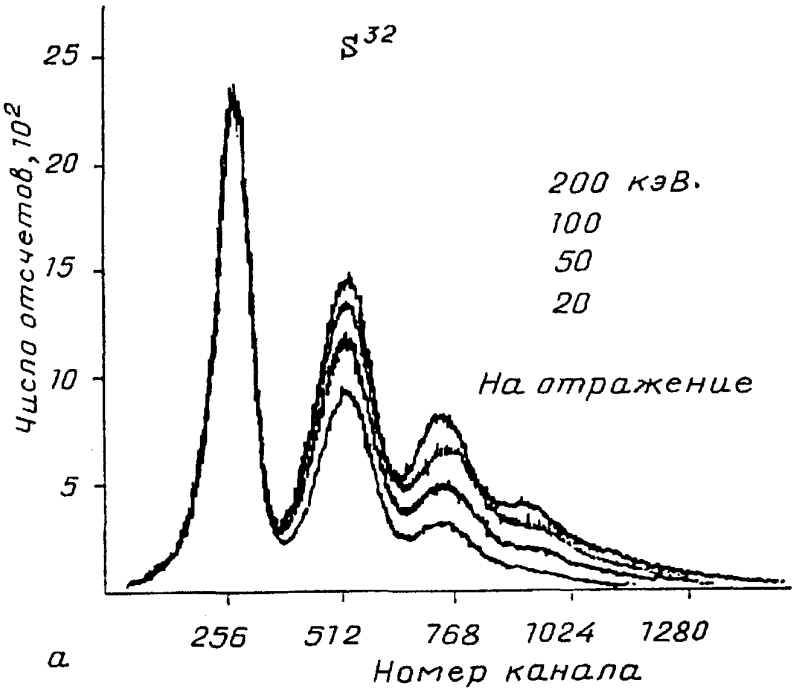
Для определения абсолютной интенсивности I_0 первичного пучка использовалось простое соотношение [17] $I_0 = I_{1,2}I_3/I_{1,2-3}$ (здесь I_1, I_2, I_3 — скорость счета детекторов D_1, D_2, D_3, а $I_{1,2-3}$ — скорости счета соответствующих совпадений). Автоматизированная система регистрации построена на базе модулей КАМАК, работающих под управлением микроЭВМ. Использовались также амплитудные анализаторы. Для получения пучков атомов высоких энергий использовалась нейтральная компонента ионного пучка линейного ускорителя (перезарядка на остаточном газе с отклонением неперезарядившихся ионов).

На рис. 10 показаны типичные спектры выхода МВЭ (на отражение) при бомбардировке фольги пучками атомов серы S различных энергий. Из измеренных спектров типа рис. 10,*а* после численной деконволюции можно извлечь истинные распределения N_k по числу выходящих из фольги электронов. Деконволюция экспериментальных спектров позволяет разрешить перекрывающиеся пики (см. рис. 10,*а*), отвечающие эмиссионным событиям различной кратности, учесть как потери транспортируемых к детекторам электронов из-за неполной прозрачности сеток, так и отклонения эффективностей регистрации детекторов (D_1, D_2) от единицы. При известной интенсивности первичного пучка I_0 по распределениям N_k, накопленным за время τ, можно найти абсолютные выходы, т.е. определить значения абсолютных вероятностей эмиссии k электронов P_k ($= N_k/M$; $k = 1,2,3$, $M = I_0\tau$). Вероятность P_0 может находиться как по N_0 $(=M - \sum_{k=1}^{\infty} N_k)$, так и из соотношения

$$P_0 = 1 - \sum_{k=1}^{\infty} P_k.$$

В измерениях в режиме совпадений регистрировались одновременные выходы электронов эмиссии на прострел (k) и отражение (k'). Типичный спектр таких одновременных выходов показан на рис. 10,*б*. Эти экспериментальные спектры также должны подвергаться деконволюции для извлечения истинных распределений $N_{kk'}$.

Измеренные выходы ВЭЭ для обеих сторон фольги оказываются неидентичными. Качественно асимметрия ВЭЭ обнаруживалась как в различии скоростей счета $(I_1/I_2 > 1)$, так и в различии скоростей совпадений для обеих сторон $(I_{1-3}/I_{2-3} > 1)$ во всех измерениях. Вероятности P_k $(P_{k'})$ и $P_{kk'}$



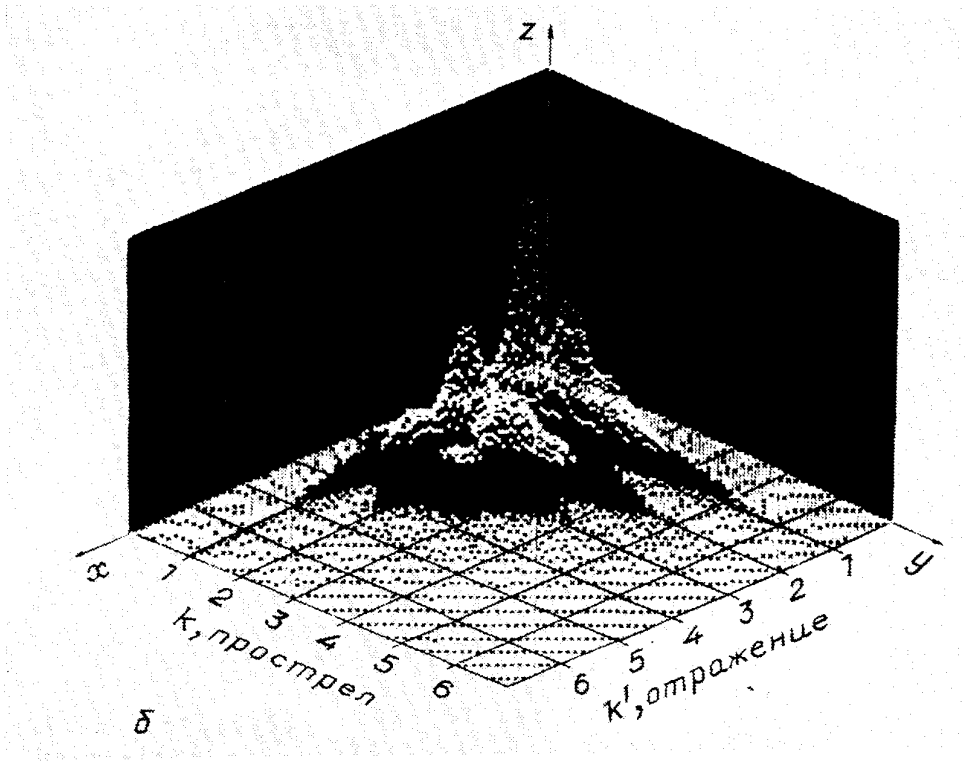


Рис. 10. Типичные для прибора на рис. 9 амплитудные спектры. *а* — Амплитудный спектр детектора ВЭ (пучок S, E = 30, 50, 100, 200 кэВ, эмиссия на отражение). Пики отвечают приходу на детектор 1, 2, 3 и т.д. электронов одновременно. Ширина одноэлектронного (и других) пиков обусловлена статистикой умножения сборки МКП. Для разделения пиков проводится численная деконволюция спектра. *б* — Типичный вид амплитудного спектра при регистрации совпадений эмиссионных событий на прострел и на отражение

связаны соотношением вида $P_k(E) = \sum_{k'=0}^{\infty} P_{kk'}(E)$.

Таким образом, исследование статистики ВЭ из тонкой мишени может быть обеспечено измерением только $P_{kk'}(E)$. Однако методически удобно вести измерения всех трех вероятностей. Это позволяет осуществлять взаимную проверку измерений и повысить точность.

3. Новые результаты исследований ВЭЭ. Мы здесь рассмотрим последние, наиболее интересные в связи с созданием количественной модели явления результаты. Речь пойдет об измерениях энергетических и угловых спектров электронов эмиссии для различных материалов мишени и об исследованиях статистики многоэлектронной эмиссии (МВЭ) углерода и золота.

3.1. Энергетические спектры электронов ВЭ. Для изучения энергетических спектров вторичных электронов, эмитированных при бомбардировке массивных мишеней в работе [18], использовался простой сферический анализатор с задерживающим полем, центр которого совпадал с точкой падения пучка, нормального к плоскости мишени. Таким образом, измеренные спектры являются проинтегрированными по углам вылета. Измерения проводились в сверхвысоковакуумных условиях при давлении $\sim 5\cdot 10^{-11}$ Па и мишени предварительно очищались травлением ионным (Ar^+) пучком.

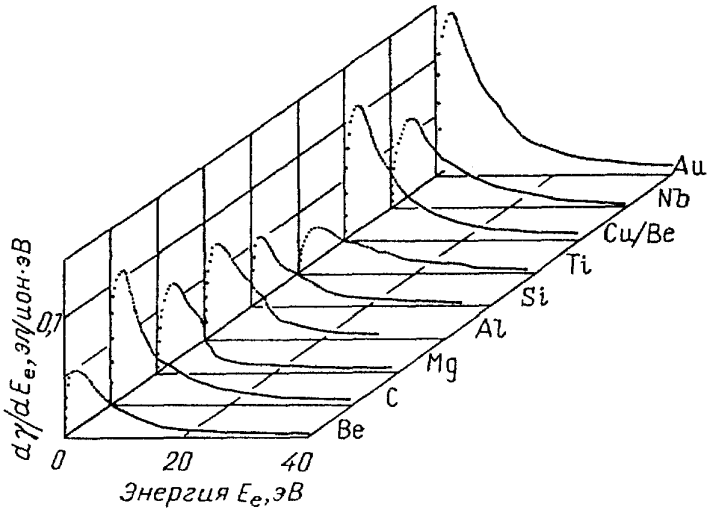


Рис. 11. Панорама энергетических спектров, полученных в [23] при бомбардировке различных мишеней пучком протонов (E = 500 кэВ). Обращает на себя внимание качественное (и количественное: см. таблицу) подобие спектров

На рис. 11 показана сводная картина измеренных спектров для набора различных мишеней, бомбардировавшихся пучком протонов с E = 500 кэВ. Качественное подобие спектров рис. 11 подтверждается и данными таблицы. Интересной особенностью спектров является практическое постоянство положения максимума в широком диапазоне энергий пучка (50 — 900 кэВ). Не зависящей от энергии оказывается и полуширина спектров. Эта загадочная инвариантность спектров, несомненно, является отражением того, что фондирование энергетического спектра выходящих ВЭ определяется высотой поверхностного потенциального барьера U и распределением по энергиям внутренних вторичных электронов в области $E_e > U$. При отсутствии неэмпирической теории указание на природу упомянутого единообразия спек-

тров можно усмотреть в результатах измерений угловых и энергетических спектров электронов, возникающих при столкновениях энергичных протонов в газовых мишенях [8, 19]. В области энергий E_e, простирающейся до $E_e = m_e v_T^2$, из этих измерений следует, что в первом приближении спектр может быть аппроксимирован универсальной зависимостью вида $d\gamma/dE_e = \text{const}\cdot(E_e + I)^{-2}$ ($d\gamma/dE_e$ — дифференциальное сечение образования электрона с энергией E_e, I — энергия связи освобождаемого электрона). Таким образом, можно ожидать, что для столкновительного механизма генерации "генетические признаки" вторичных электронов должны будут подавляться как наличием потенциального барьера, так и слабым влиянием I на спектр в сомножителе вида $(E_e + I)^{-a}$ в области $E_e > I$ ($a = 2$ для протонов).

Энергия в максимуме E_{max} и полуширина энергетического спектра для мишеней, бомбардируемых протонами с E = 500 кэВ [18]

Мишень	E_{max} (± 0,2), эВ	$\Delta E_{1/2}$ (± 0,4), эВ
Be	2,0	6,8
C	2,0	5,4
Mg	3,0	6,0
Al	2,0	8,2
Si	1,8	6,2
Ti	3,4	11,8
Cu/Be	2,4	6,8
Nb	3,6	9
Au	2,2	8,4

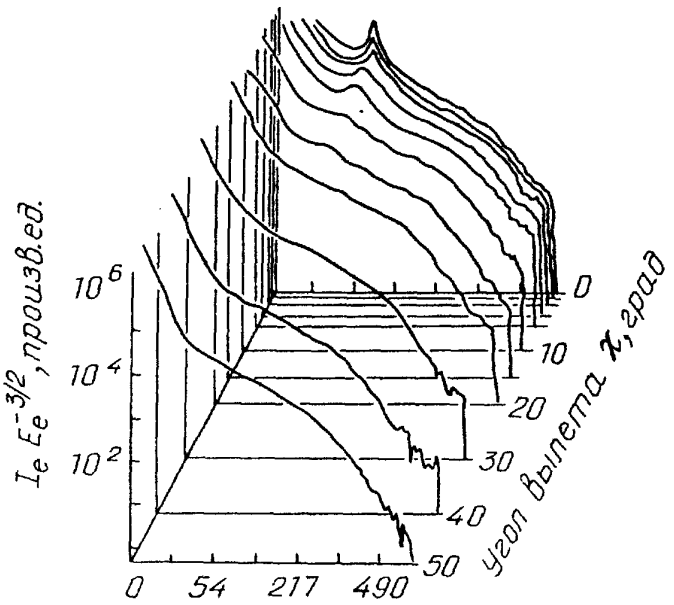


Рис. 12. Дважды дифференциальное сечение $d^2\gamma/dE_e\, d\Omega_e$ эмиссии электронов на прострел при бомбардировке углеродной фольги (100 Å) пучком протонов с энергией E = 170 кэВ [20]. Пичок на распределениях в узком угловом конусе вблизи $\chi = 0$ соответствует вкладу конвойных электронов с $v_e = v_T$. По оси ординат отложена величина произведения скоростей счета электронов I_e и $E_e^{-3/2}$, что позволяет скомпенсировать быстрое изменение аппаратной функции спектрометра с ростом E_e. Ось абсцисс линейна по скорости v_e, но на ней указаны энергии E_e. По оси абсцисс E_e, эВ

На рис. 12 показаны энергетические спектры электронов для различных углов выхода в переднюю полусферу. Измерения [20] проводились с пучком протонов (E= 170 кэВ), бомбардировавшим тонкую (100Å) углеродную фольгу. Отметим две особенности представленных спектров. Это — выход конвойных электронов (острый пичок при $v_e \approx v_T$) для углов вблизи $\chi = 0°$ и кинемати-

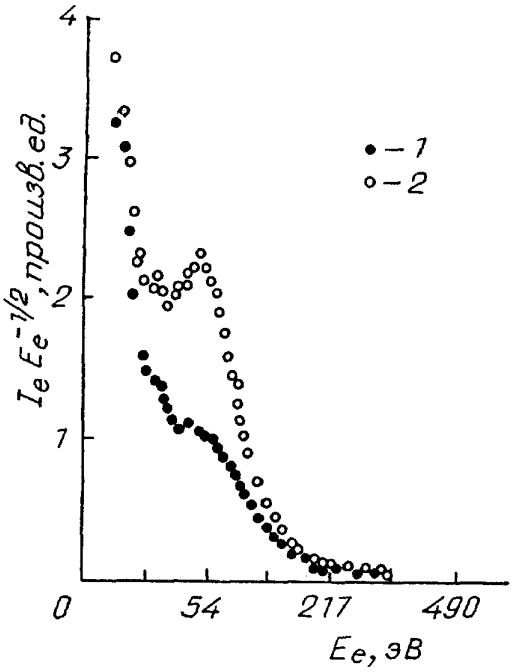


Рис. 13. Энергетический спектр электронов, выходящих из углеродной фольги (100 Å) под углом χ = 180° при бомбардировке пучками протонов (*1*) и атомов водорода (*2*) с энергией 100 кэВ [20]. В случае пучка атомов выделяется "квазиконвойная" добавка ($v_e \approx v_T$), обусловленная ионизацией атомов Н в мишени. По оси ординат отложена величина, пропорциональная $(d\gamma/dE_e)E_e^{1/2}$, ось абсцисс линейна по скорости v_e

ческое обрезание спектра (при E_e > 400 эВ). Энергетические спектры электронов, выходящих под углом χ = 180° (на отражение) для пучков H^+ и Н с энергией 100 кэВ показаны на рис. 13. При общем подобии спектров обращает на себя внимание различие в области "конвойного" пика при $v_e \approx v_T$: для пучка атомов Н доля выхода в пределах конвойного пика существенно превышает таковую для пучка H^+. Это различие однозначно связано с ионизацией атомов Н в толще мишени. Прямое подтверждение этого найдено в измерениях вероятностей эмиссии на отражение $P_{k'}$ [22]. При бомбардировке углеродной фольги пучками атомов Н и протонов с энергиями 20 — 200 кэВ обнаружено 10 — 15%-ное превышение значений $P_{k'}$ (для $k' \geq 1$) для Н по сравнению с H^+.

3.2. Средний выход ВЭ. Измерения полного выхода электронов (отнесенного к одному иону) являлись и являются наиболее популярными среди исследований ВЭЭ. При этом в дополнение к традиционным токовым измерениям (токов ионов J_i и токов вторичных электронов J_e), дающим величину $\gamma = J_e/J_i$, полный выход может определяться из измерений вероятностей P_k. В этом случае будем обозначать выход через $\bar{k} = \sum_{k=1}^{\infty} kP_k$.

На рис. 14 показаны энергетические зависимости полных выходов ($\bar{k}'$ — на отражение и $\bar{k}$ — на прострел) электронов для бомбардировки углеродной фольги пучками атомов водорода (Н), гелия (He), кислорода (O), серы (S) [21, 22]. Обращает на себя внимание прохождение зависимости $\bar{k}(E)$ через максимум для Н; для других пучков положение максимума должно быть сдвинуто к значениям энергии, в m_A/m_H раз более высоким, чем E_{max} для атомов Н. Качественно ход $\bar{k}(E)$ воспроизводит ход тормозной способности $(dE/dx)_e$. Подобие, однако, обманчиво. Действительно, в случае пучка Н зна-

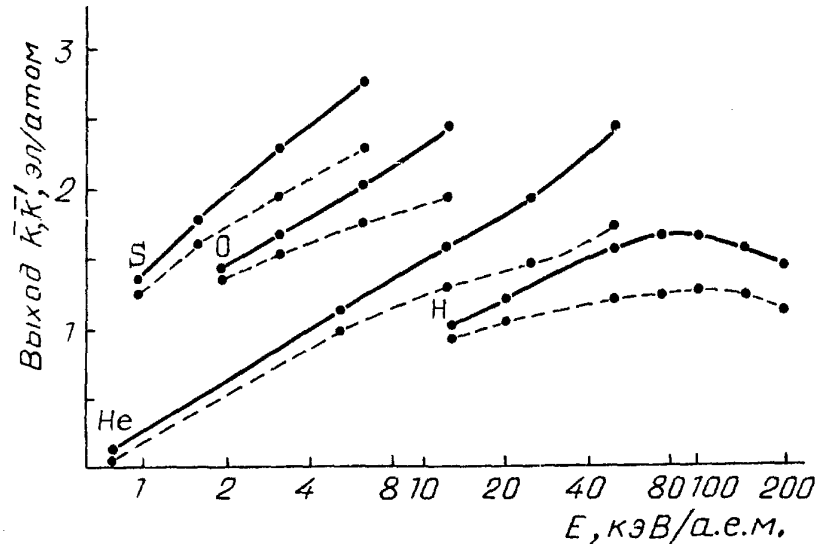


Рис. 14. Зависимости полных выходов вперед $\bar{k}$ (сплошные линии) и назад $\bar{k}'$ (штриховые линии) от энергии для пучков (H, He, O, S), бомбардирующих тонкую (~ 50 Å) углеродную фольгу. Четко фиксируется максимум в случае атомов H, коррелирующий с положением максимума тормозной способности. Линии, соединяющие экспериментальные значения, проведены для удобства

чения $(dE/dx)_e$ будут одинаковы при $E = 20$ кэВ и $E = 200$ кэВ, но ни $\bar{k}$, $\bar{k}'$, ни парциальные выходы P_k, $P_{k'}$ при этом одинаковыми не оказываются.

Абсолютные значения $\gamma(E)$, $\bar{k}(E)$ зависят от толщины используемой фольги, и при отсутствии сколько-нибудь надежных данных о λ_e — глубине выхода ВЭ — масштабирование измерений крайне затруднено; наилучшим подходом в этом случае будет простая нормировка при перекрывающихся значениях энергии пучка.

Основная направленность широкодиапазонных измерений $\gamma(E)$ связывается с попытками найти универсальную зависимость, которая могла бы послужить обоснованию развиваемых теоретических концепций и количественным предсказаниям γ для неисследованных систем. По-видимому, наиболее обширная систематизация измерений для углеродной мишени сделана в работе [24], и ее результаты показаны на рис. 15. Измерения охватывают диапазон энергий 15 — 16 • 10^3 кэВ/а.е.м. и диапазон атомных номеров бомбардирующих ионов $1 \leq Z_A \leq 92$. Действительно, совокупность измерений в координатах $\gamma \div (dE/dx)_e$ может быть аппроксимирована линейной зависимостью; при этом средняя величина $\gamma/(dE/dx)_e = \Lambda^* = 0{,}31$ Å/эВ. Величину Λ^* обычно называют параметром материала (в данном случае — углерода), и единое значение $(\Lambda^*)^{-1} = 3{,}2$ эВ/Å как бы характеризует ионизационные потери на пробеге в 1 Å на один выходящий электрон.

Однако двойной логарифмический масштаб рис. 15 скрадывает отклонения измерений от аппроксимирующей прямой (кстати, погрешности измерений γ указать можно, а погрешности расчетных значений тормозной способности неопределенны), и предсказания ожидаемых выходов для других систем могут сопровождаться ошибками, в исследованиях с другими мишенями Au, Ag, Cu, Al [25] обнаружены, существенные систематические отклонения от

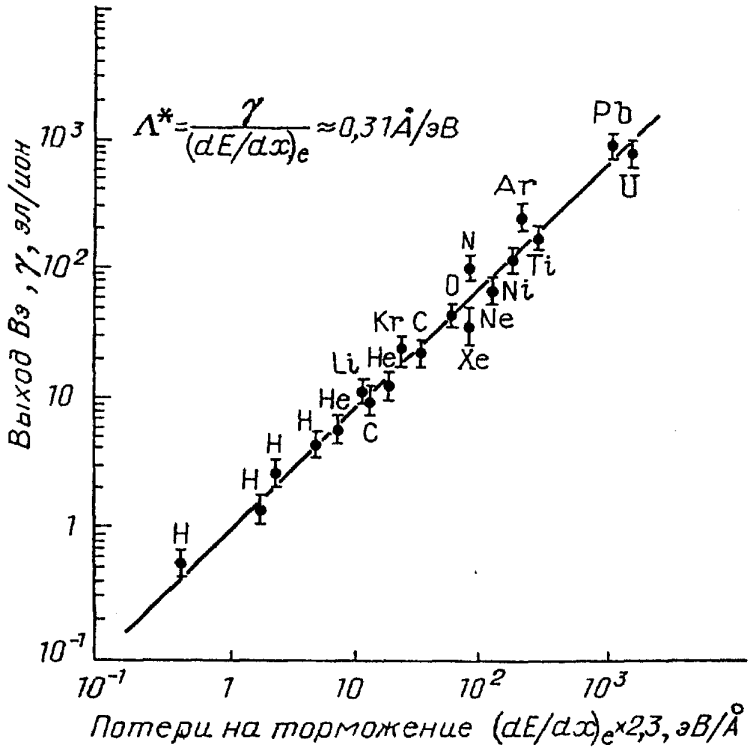


Рис. 15. Сводная зависимость измерений полного выхода ВЭ γ при бомбардировке различными пучками ионов от величины тормозной способности $(dE/dx)_e$, рассчитанной для использовавшейся в измерениях энергии пучка [22]

постоянства величины $\gamma/(dE/dx)_e$ с изменением энергии пучков H^+, Ar^+.

Таким образом, представляется, что масштабирование интегральной характеристики ВЭЭ γ с помощью тормозной способности $(dE/dx)_e$ хотя и удобно, но в силу возможных изменений самих механизмов генерации внутренних электронов вряд ли позволит продвинуться к количественной теории. Показательно в этом отношении сравнение значения параметра Λ, полученного для протонов в измерениях [26] с углеродом ($\Lambda = 0{,}53$ Å/эВ), со средним значением $\Lambda^* = 0{,}31$ Å/эВ (см. рис. 15).

В исследованиях с тонкими мишенями одним из результатов измерения полного выхода является определение асимметрии выхода $R(E)$, т. е. отношения выходов на прострел и на отражение $R(E) = \gamma(E)/\gamma'(E) = \bar{k}(E)/\bar{k}'(E)$. Для величины $R(E)$ можно ожидать существенно меньшей чувствительности к толщине и, таким образом, возможно сравнение независимых результатов различных авторов. На рис. 16,*а* показан ход $R(E) = \bar{k}(E)/\bar{k}'(E)$ по данным исследований [21] с атомами H, He, O, S; там же показаны значения для H^+ и He^+ для токовых измерений $R = \gamma/\gamma'$ при более высоких ($E \geqslant 300$ кэВ) энергиях и толщине фольги 10^3 Å из работы [24]. Как видно из хода штриховых интерполирующих линий на рис. 16, согласие вполне удовлетворительное. Вполне естественно, что асимметрия полного выхода складывается из парциальных асимметрий R_k, и на рис. 16,*б* показаны экспериментально найденные зависимости $R_k = P_k/P_{k'}$ [11, 21]. И в этом случае данные для разных толщин фольги оказываются хорошо согласующимися и дающими основу для заключений об особенностях столкновительных процессов генерации и переноса внутренних электронов.

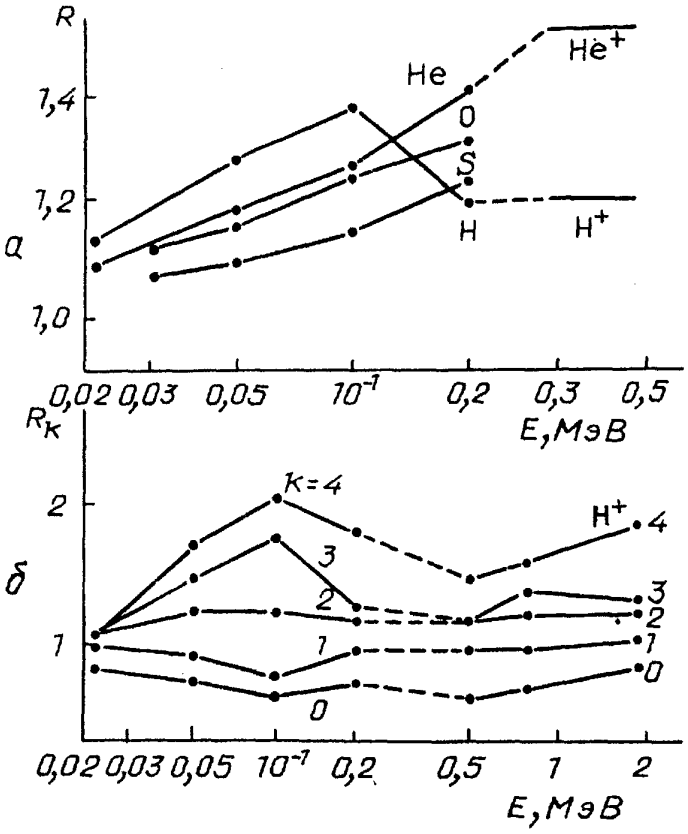


Рис. 16. Асимметрия выхода ВЭ для углеродной фольги, бомбардируемой пучками атомов различной энергии. *а* — Асимметрия полных выходов $R = \bar{k}/\bar{k}'$; данные для H^+ и He^+ при $E > 0{,}3$ МэВ из [24]; штриховые линии — интерполяция. *б* — Асимметрия парциальных выходов $R_k = P_k/P_{k'}$ для H и H^+; данные для протонов из [11]; штриховые линии — интерполяция

3.3. Статистика МВЭ. Выполненные в последнее время измерения распределений абсолютных вероятностей выхода $P_k(E)$ — статистики МВЭ для мишеней C, Au — позволяют сделать вполне определенные заключения о механизмах, ответственных за их формирование. Гистограммы типичных распределений вероятностей $P_k(E)$, $P_{k'}(E)$, $P_{kk'}(E)$ представлены на рис. 17 —

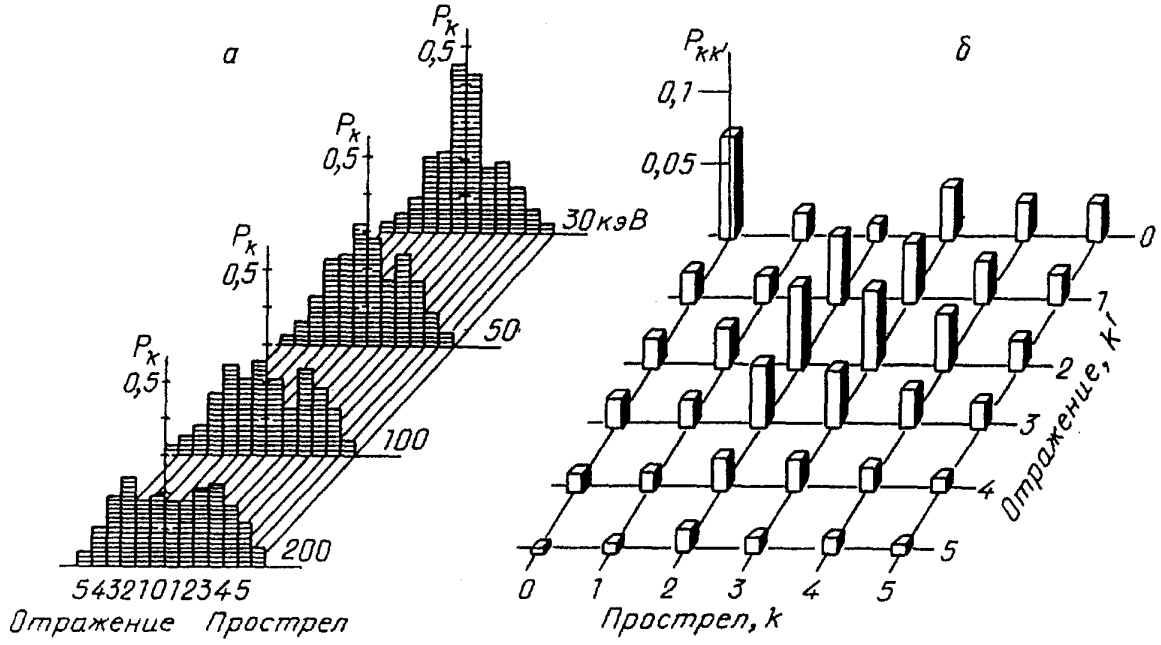


Рис. 17. Распределения вероятностей одно- и двусторонней эмиссии тонкой углеродной фольги, бомбардируемой атомами серы S. *а* — вероятности P_k, P_k выхода на отражение и на прострел. *б* — вероятности $P_{kk'}$ одновременного выхода k, k' электронов вперед и назад

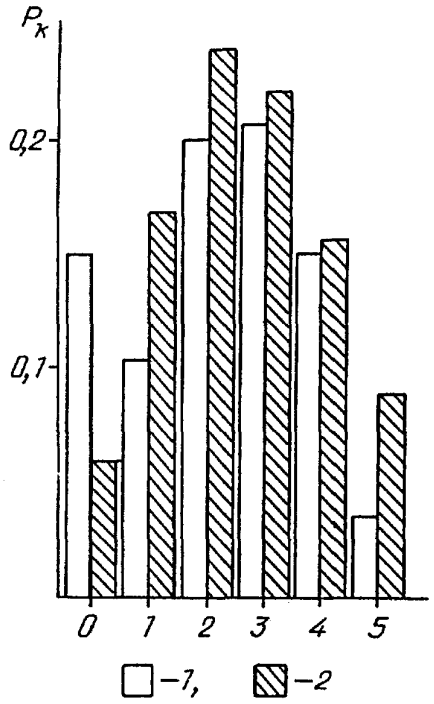


Рис. 18. Сравнение измеренного и вычисленного по формуле Пуассона (для $\bar{k} = \sum_{k=1}^{\infty} kP_k$) распределений вероятности эмиссии на прострел для углеродной фольги, бомбардируемой пучком атомов S с энергией E = = 200 кэВ. *1* — эксперимент, *2* — расчет

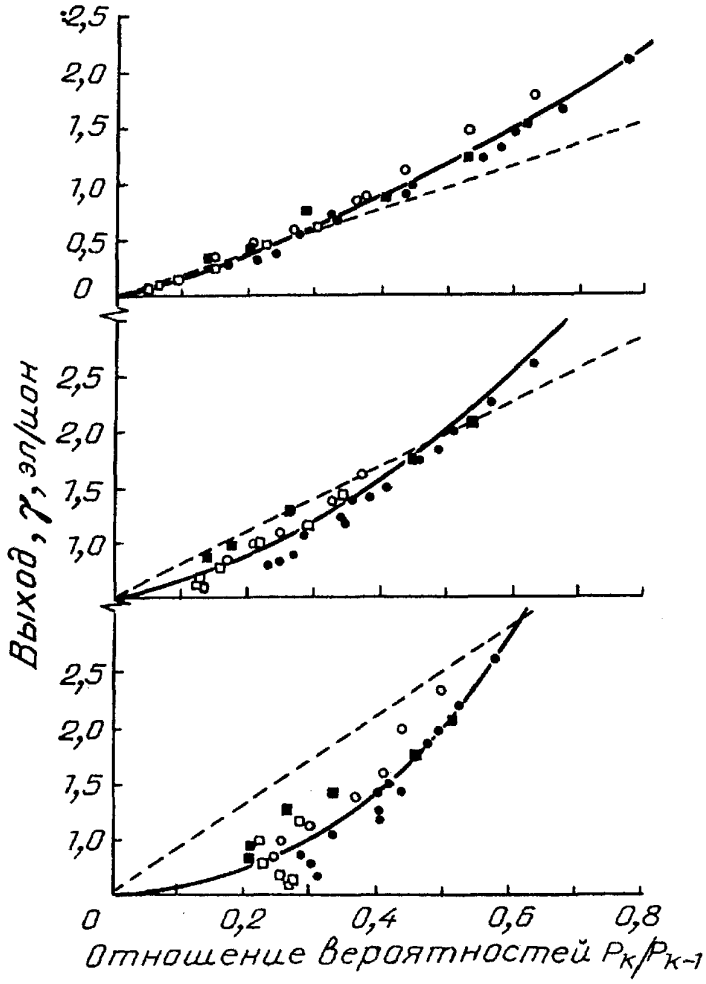


Рис. 19. Сравнение зависимости экспериментальных [27] значений P_k/P_{k-1} от величины измеренного выхода y. Сверху вниз: P_2/P_1, P_3/P_2, P_4/P_3. Кривая — полиномиальная аппроксимация экспериментальных значений, штриховые линии — линейные зависимости, соответствующие пуассоновскому закону

19. Наличие данных о вероятностях P_k позволяет проанализировать тип статистики МВЭ. Обобщенный вывод такого анализа, иллюстрируемого рис. 18, 19, сводится к тому, что экспериментально найденные распределения P_k, $P_{k'}$ не описываются пуассоновским распределением. На рис. 18 для случая пучка атомов S показано сравнение с последним, рассчитанным по значению $\bar{k}$; на рис. 19 показаны зависимости у от отношения P_k/P_{k-1}, полученные в измерениях с пучками ионов H^+, He^+, Ne^+, Ar^+, бомбардирующих мишень из золота [27]. Напомним, что для пуассоновского распределения $P_k/P_{k-1} = \gamma/k$, и, следовательно, зависимость $\gamma(P_k/P_{k-1})$ должна быть линейной. Как видно из рис. 19, аппроксимирующие измерения кривые никак не могут отождествляться с линейной зависимостью, и именно на этом основании следует заключить о невозможности использования пуассоновского за-

кона для описания экспериментальных данных.

Представляется малоперспективным и поиск других теоретических распределений (например, распределение Пойя), которыми можно было бы формально описать наблюдения. По-видимому, более правильно искать физические причины "деформированности" экспериментальных распределений относительно пуассоновского, диктуемого прозрачной статистической природой процесса генерации внутренних вторичных электронов проходящей через вещество быстрой частицей. Как известно [28], случайная фильтрация пуассоновского потока (например, процессом переноса) сохраняет тип исходного распределения, и обнаруженные в экспериментах отклонения должны естественным образом связываться с включением дополнительных механизмов рождения внутренних вторичных электронов. Возможными кандидатами на роль таких процессов являются каскадное размножение в электрон-атомных столкновениях в веществе и ионизация атомами отдачи.

Вероятности двусторонних выходов $P_{kk'}$ также обнаруживают специфическую асимметрию. Так, для неодинаковых значений $k \neq k'$, дающих один и тот же полный заряд $q = k + k'$, вероятность $P_{kk'}$ с $k > k'$ превышает таковую с $k < k'$. В случае тонкой мишени вероятность P_{00} обусловлена двумя вкладами — от прохождения через мишень без возникновения вторичных электронов и от прохождения с рождением и гибелью электронов. Вероятность реализации первого случая дается экспонентой $\exp(-d/\lambda_i)$, и в грубом приближении, пренебрегая вторым вкладом, по измеренным P_{00} можно сделать оценку верхней границы λ_i. Более точные результаты могут быть получены в численном моделировании статистики методом Монте-Карло (МК).

По найденным из измерений значениям $P_{kk'}$ можно найти коэффициенты корреляции $\rho_{kk'}$ вероятностей P_k; $P_{k'}$:

$$\rho_{kk'} = (P_{kk'} - P_k P_{k'})[P_k(1 - P_k)P_{k'}(1 - P_{k'})]^{-1/2}$$

и так называемый выборочный коэффициент корреляции $\hat{\rho}$ выходящих зарядов:

$$\hat{\rho} = \frac{\sum\limits_{k,k'} P_{kk'}(k - \bar{k})(k' - \bar{k}')}{[\sum\limits_{k} P_k(k - \bar{k})^2]^{1/2}[\sum\limits_{k'} P_{k'}(k' - \bar{k}')^2]^{1/2}}.$$

Оказывается, что для всех систем, исследованных в [21], $\hat{\rho} \lesssim 0{,}2$. Поскольку основной вклад в величину $\hat{\rho}$ связан с вероятностью P_{00}, то можно заключить, что отсутствует сколько-нибудь заметная корреляция выходящих на обе стороны зарядов. Корреляции вероятностей $\rho_{kk'}$ имеют значимые величины ($\lesssim 0{,}4$) (рис. 20) только для $k = k' = 0$, т.е. для "холостых" прострелов фольги. Из установленного факта отсутствия корреляции выходов следует заключить о независимости событий рождения отдельных внутренних вторичных электронов, т.е. об отсутствии вкладов от процессов многократной ионизации атомов вещества тонкой мишени, использовавшейся в [21].

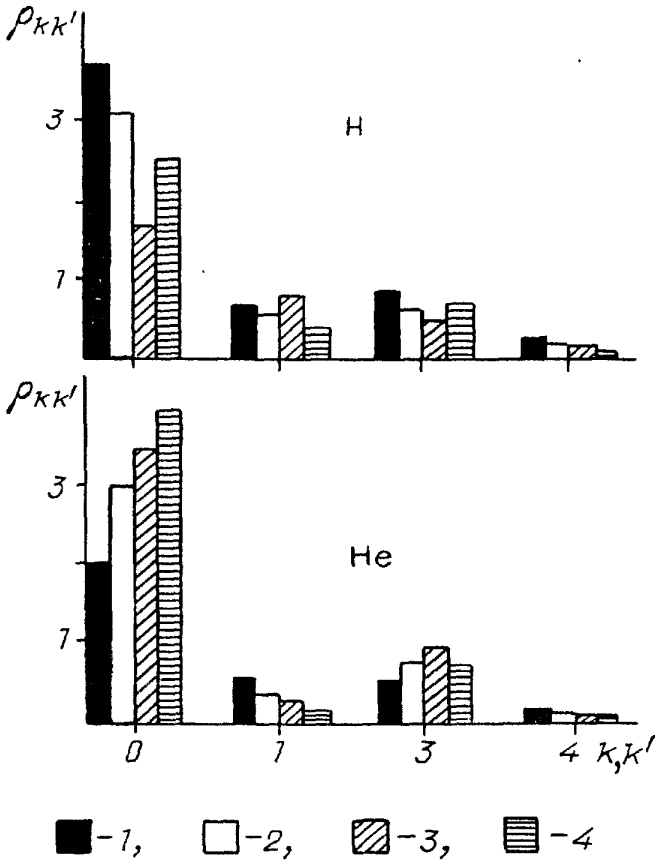


Рис. 20. Гистограммы коэффициентов корреляции $\rho_{kk'}$ вероятностей $P_k, P_{k'}$ для H и He, бомбардирующих тонкую (~ 50 Å) углеродную фольгу. Энергии пучка обозначены следующим образом: 1 — 20, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 200 кэВ (масштаб по оси ординат в 10 раз *меньше* указанного)

3.4. Молекулярные и зарядовые эффекты ВЭЭ. Возможности исследования статистики ВЭЭ при бомбардировке атомными частицами в различных зарядовых состояниях (например, H, H^-, H^+) и гомоядерными молекулярными ионами (например, He_2^+, H_3^+) позволяют выявить рад тонких деталей столкновительных процессов, ответственных за выход вторичных электронов.

Изучение молекулярных эффектов, проявляющихся в аддитивности вкладов атомных частиц, образующих молекулярный ион, исследовались на основе измерений полных выходов γ [29]. Однако обнаруженная ранее аддитивность более детально может быть обследована при использовании данных о статистике эмиссии для молекулярных ионов и соответствующих осколков той же скорости. Эффект аддитивности, по существу, является одним из проявлений хорошо известного и получившего интересное приложение эффекта "кулоновского взрыва" (см. ссылки в [30]). Термином "кулоновский взрыв" описывают процесс отрыва внешних электронов у атомов входящей в вещество многоатомной молекулы, в результате которого взаимодействие осколков переходит в кулоновское отталкивание. Кулоновское отталкивание определяет поперечные скорости разлета осколков, движущихся в веществе с продольными скоростями, равными скорости материнской молекулы. В результате этого разлета образуется своеобразный "ливень" независимо движущихся осколков.

В основе представления об аддитивности лежит идея независимости процессов генерации внутренних электронов осколками. В частном случае мо-

лекулы А — В, распадающейся при входе в вещество на осколки А и В, можно написать

$$P_k(\mathrm{A}-\mathrm{B}) = \sum_{i=0}^{k} P_i(\mathrm{A})\cdot P_{k-i}(\mathrm{B}).$$

Именно это соотношение позволяет синтезировать модельное распределение P_k(А — В), которое можно сравнивать с измеренным; причем при сравнениях для осколков А, В можно варьировать их заряды. На рис. 21 представлены результаты такого сравнения для случая иона H_3^+; как видно, модельное распределение действительно "чувствует" зарядовое состояние осколков, и может быть выбрана комбинация, обеспечивающая очень хорошее воспроизведение прямых измерений. Кстати, эти сравнения еще раз подчеркивают адекватность столкновительного механизма генерации внутренних вторичных электронов, а возможность лучшего согласия для комбинации $H—H—H^+$ по сравнению с $H^+—H^+—H^+$ полностью согласуется с ожидаемым превышением сечения столкновительной диссоциации H_3^+ над сечением диссоциативной ионизации. Исследования этого типа могут быть расширены при использовании кластеров (например, атомов благородных газов), для которых большие начальные межатомные расстояния обеспечивают независимость ионизирующего действия осколков.

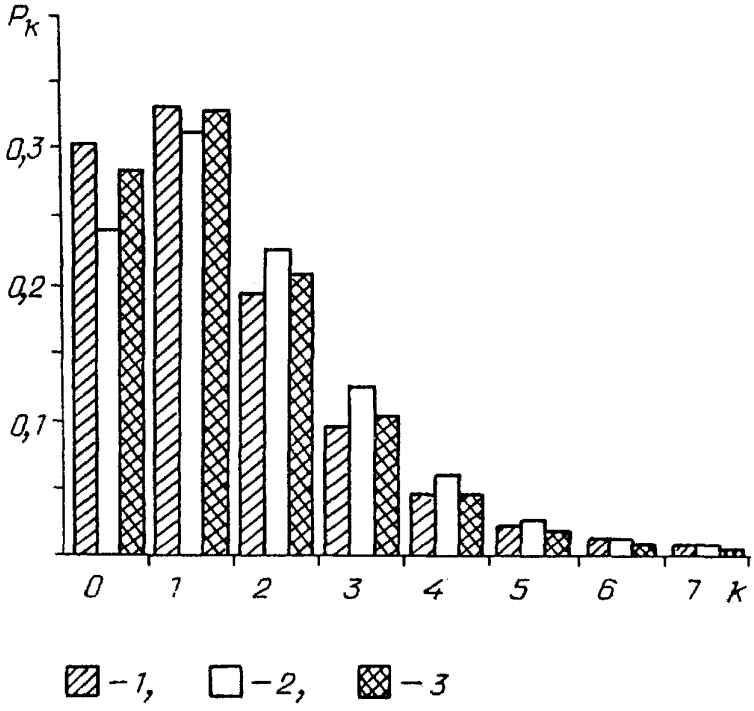


Рис. 21. Молекулярный эффект ВЭЭ — сравнение рассчитанных в аддитивном приближении распределений вероятностей эмиссии P_k, для золота, бомбардируемого пучком ионов H_3^+. *1* — эксперимент, *2* — расчет для $H^+—H^+—H^+$, *3* — расчет для $H—H—H^+$ [33]

Отметим, что исследования выходов ВЭЭ, вызванной бомбардировкой кластерами, проводились в [31]. Они нашли свое несколько неожиданное диагностическое приложение при изучении D—D-синтеза, инициируемого бомбардировкой дейтерированных мишеней ускоренными кластерами тяжелой воды $(D_2O)_n$ [32].

Электронные эффекты ВЭЭ, т.е. влияние зарядового сотояния на полный и парциальные выходы, отчетливо иллюстрируется рис. 22 [33]. Сравнение вероятностей для трех зарядовых состояний обнаруживает весьма интересную особенность — заметное относительное уменьшение P_0 для H^- при переходе

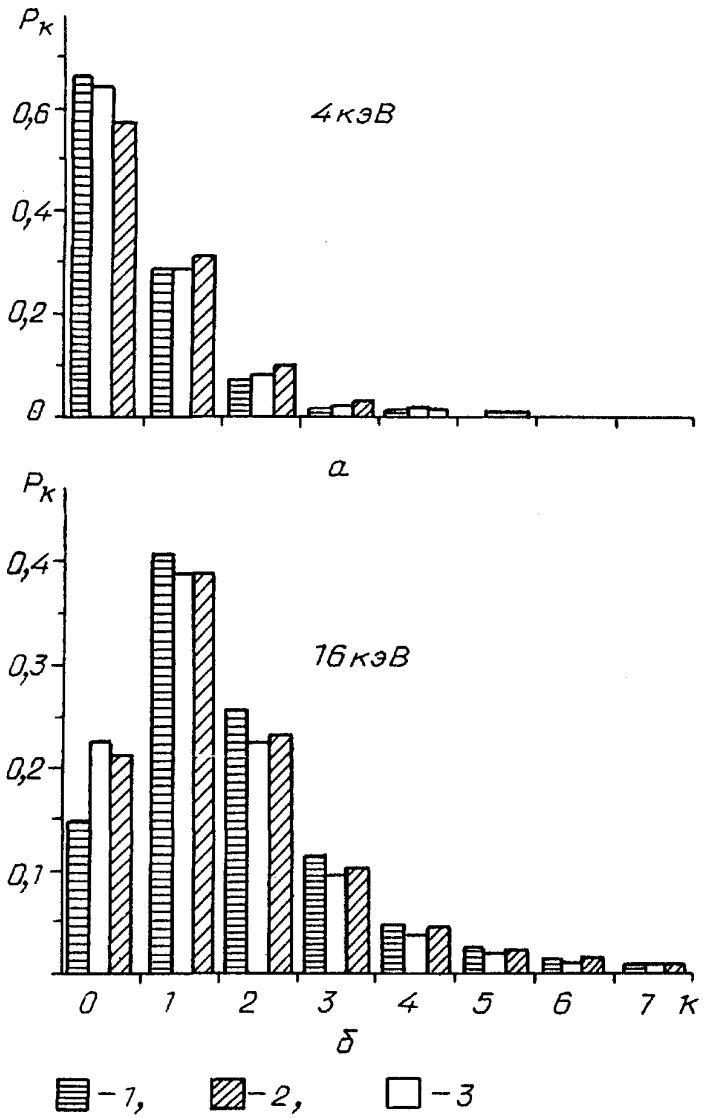


Рис. 22. Электронный эффект ВЭЭ — влияние зарядового состояния частиц на статистику эмиссии золота, бомбардируемого атомами и ионами водорода. *а* — Энергия пучка E = 4 кэВ. *б* — Энергия E= 16 кэВ [7]. 1 — H^-, *2* — H^+, *3* — H^0

от энергии E = 4 кэВ к E= 16 кэВ. Достаточно прозрачной физической причиной этого является то, что энергия избыточного электрона $E_e = m_e E/m_H$ в первом случае лежит ниже, а во втором случае выше порога электрон-электронной эмиссии. Разрушение H^- — отлипание электрона вблизи поверхности мишени и соответственно включение этого канала — и приводит к подавлению величины P_0 для отрицательных ионов.

Исследования статистики вторичной эмиссии, вызванной бомбардировкой многозарядными ионами, открывают интересные перспективы изучения явления потенциальной эмиссии. При обычных исследованиях с пучками высоких энергий измеряемые выходы (рис. 23) складываются из выходов ВЭ двух каналов — потенциального и кинетического. Имеется даже известная трудность, связанная с тем, что зарядность иона q задается "на бесконечности", а у поверхности он может нейтрализоваться, изменив зарядность. Таким образом, наблюдаемая кинетическая эмиссия вызывается ионом, зарядовое состояние которого требуется еще уточнять. Очевидным путем разделения кинетического и потенциального выходов ВЭ является понижение энергии бомбардирующих частиц до уровня, где кинетический канал полностью выключается. И такие исследования представляются весьма перспективными.

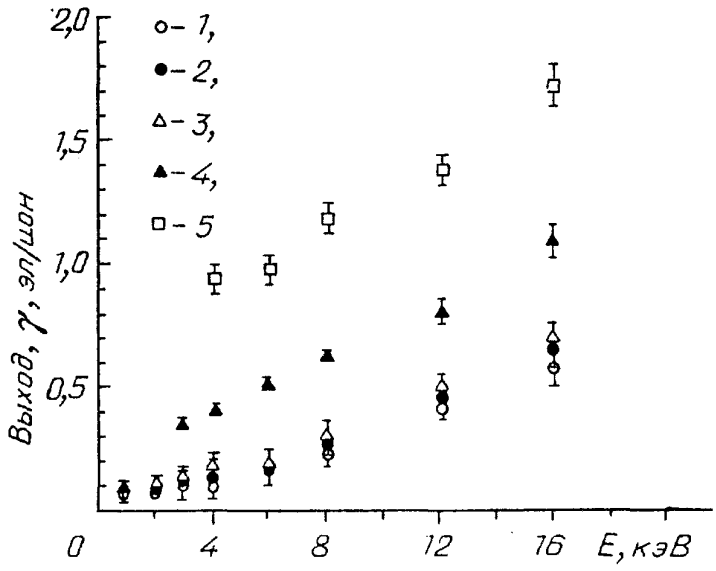


Рис. 23. Зависимость $\gamma(E)$ для случая золотой мишени, бомбардируемой атомами аргона и ионами Ar^{q+} различной зарядности [7]. *1* — Ar, *2* — Ar^{+}, *3* — Ar^{2+}, *4* — Ar^{3+}, *5* — Ar^{4+}

4. О возможностях количественного описания эффектов МВЭ. Многостадийная природа процесса ВЭЭ приводит к такому положению, что вряд ли можно рассчитывать на создание замкнутой неэмпирической количественной теории. Неизбежным в этой ситуации является введение моделей, адекватность которых должна устанавливаться на основе сравнения их предсказаний с наблюдениями.

Процессы в веществе, вызванные прохождением быстрой частицы и заканчивающиеся выходом вторичных электронов, представляют ситуацию "черного ящика". Действительно, мы имеем полную (в принципе) информацию о начальном и конечном состоянии системы, но вклады процессов, ответственных за наблюдаемую эмиссию, должны реконструироваться на основе используемой модели. Представляется, что наибольшей физической прозрачностью обладает столкновительная модель ВЭЭ. В рамках этой модели столкновительная ионизация атомов мишени является источником внутренних вторичных электронов, перенос которых в веществе также определяется в основном столкновениями с атомами вещества (и свободными электронами в случае металла).

Из обсуждавшихся трех стадий ВЭЭ первые две — генерация и перенос внутренних вторичных электронов — привлекают наибольшее внимание и в других моделях [3, 34]. В теоретических трактовках процесса генерации гипертрофированная оценка возможностей количественного описания связывается с использованием величины тормозной потери $(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e$ в веществе или зависящей от нее величины обратной удельной потери на ионизацию $\Lambda = \gamma/(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_e$ (Λ — параметр вещества).

Несомненно, тормозная потеря аккумулирует в себе некую интегральную информацию о неупругих потерях (в том числе и на ионизацию) в веществе, однако, ограничиваясь этой величиной, полностью неопределенными оставляются такие ключевые факторы, как угловые и энергетические спектры "свежих" внутренних вторичных электронов. Если принять во внимание наличие непрерывно расширяющегося резервуара экспериментальных и теоретических данных о столкновительных ионизационных процессах в газах, самоограничение тормозным эффектом представляется неоправданным. Уход от такого

феноменологического подхода может быть реализован на основе столкновительной модели генерации внутренних электронов — при этом сопоставление экспериментальных данных физики атомных столкновений с данными исследований ВЭЭ должно привести к реалистической модели твердого тела как совокупности квазисвободных атомов. Для такой модели, обеспечивающей решение задачи количественного описания первой стадии процесса ВЭЭ, будет преодолена искусственная изоляция от практически необозримой и расширяющейся базы данных физики атомных (и электронных) столкновений.

Проблемы второй стадии процесса ВЭЭ наиболее полно и последовательно решаются в рамках так называемой транспортной модели Скоу [34, 35]. Достаточно подробное изложение и обсуждение теории сделано недавно в [3]. Теория оказывается способной предсказывать общий ход зависимостей для некоторых измеряемых параметров (см. рис. 1), но не дает их абсолютных значений [35]. В известной степени она допускает синтез достижений кинетического описания процесса переноса электронов и данных физики атомных столкновений, относящихся к количественному описанию основных характеристик взаимодействия атомных частиц. Эта возможность синтеза представляется наиболее перспективной для развития теории. К нерешенным проблемам транспортной теории в случае тонких мишеней следует отнести следующие. Во-первых, перенос (и соответственно выход электронов) трактуется только на базе учета процессов неупругих взаимодействий внутренних вторичных электронов. Однако очевидно, что угловое распределение выходящих ВЭ в значительной мере будет формироваться упругими столкновениями электронов в веществе по-разному в зависимости от толщины смазывающими возможную анизотропию начального углового разлета рождающихся электронов. Во-вторых, в рамках транспортной теории не развито пока подхода, обеспечивающего описание статистики выхода ВЭ. Представляется, что эти дефекты теории не являются врожденными и могут быть преодолены при ее развитии.

В отсутствие замкнутой количественной теории МВЭ наилучшие возможности связаны с прямым численным моделированием на основе метода Монте-Карло процесса переноса тяжелых (атомов) и легких (электронов) частиц в веществе.

Первая — ионизационная — стадия процесса ВЭЭ может моделироваться в рамках приближения прямолинейных траекторий и с учетом изменения зарядового состояния частицы (отрыв — перезарядка) при её прохождении в мишени путем введения эффективных сечений ионизации Q_i и ионизационных пробегов λ_i, как это обсуждалось в связи с рис. 3.

Вторая стадия — перенос внутренних вторичных электронов — может моделироваться на основе схемы индивидуальных столкновений [36]. В рамках схемы мишень считается состоящей из ядерной и электронной подсистем; последняя при этом считается состоящей из электронов остовных оболочек атомов мишени и валентных электронов, образующих электронный газ твердого тела. В этой схеме можно учесть все элементарные электронные взаимодействия — упругое рассеяние (в поле атомного ядра), ионизацию остовных оболочек, возбуждение электронно-дырочных пар, возбуждение плазмонов. Удается корректно учесть каскадную генерацию электронов за счет ионизации

и возбуждения электронно-дырочных пар и последующее замедление внутри мишени возникающих электронов.

Для расчета сечений упругого рассеяния электронов Q_{el} в веществе мишени, следуя [37], разработана подпрограмма вычислений методом парциальных волн. Сечение ионизации электронами Q_{ei} может быть вычислено в рамках приближения парных столкновений классической механики по Гризинскому [38]; аналогичные подпрограммы разработаны для описания других каналов неупругих взаимодействий внутренних вторичных электронов. Переход электроном границы твердое тело—вакуум осуществляется в соответствии с условиями рис. 4.

МК-моделирование на основе соответствующего пакета программ позволяет получать практически все регистрируемые в экспериментах статистические, угловые и энергетические характеристики МВЭ. Таким образом согласование расчетов с измерениями позволяет уточнять входные параметры расчета. По существу, таким путем может решаться обратная задача определения ключевых характеристик столкновительных процессов, ответственных за эмиссию электронов. Более того, могут быть получены и недоступные непосредственным измерениям величины, например глубина выхода λ_e, доля каскадных электронов и др.

Отметим, что проводившееся для условий измерений [21] (пучок H, углеродная фольга толщиной 50 Å) МК-моделирование столкновительной генерации и переноса внутренних электронов показало, что упругое рассеяние электронов при миграции их к границе полностью "затирает" асимметрию разлета, связанную с движением центра масс сталкивающихся атомов. Таким образом, для такой модели разлета "свежих" электронов наблюдаемая асимметрия выхода на прострел и на отражение не воспроизводится. Модель изотропного разлета в системе центра масс должна быть поэтому изменена.

Путь модификации однозначно подсказывался результатами исследований столкновительной ионизации протонами газообразных мишеней [8]. Данные измерений с различными газами показывают, что в лабораторной системе разлет в переднюю полусферу описывается законом $\cos^l\chi$ ($l > 1$), а в задней полусфере разлет практически изотропен в Л-системе. Таким образом, величина l наряду с λ_i (или Q_i) становится еще одним параметром расчета. Кстати, в связи с параметром $Q_i(E)$ заметим, что его значения могут быть получены из развитой О. Б. Фирсовым [39] модели столкновительной ионизации. Хорошо оправдавшаяся при сопоставлениях с большим числом измерений в газах [40] модель позволяет учитывать электронное строение атомов вещества мишени и дает надежную оценку величин $Q_i(E)$ для МК-расчетов. Согласно этой теории, сечение ионизации может быть описано выражением $Q_i(E) = Q_0[(E/E_0)^{1/10} - 1]^2$, где $E_0 = 2{,}7\cdot 10^2 m_п I/(Z_п + Z_м)^{10/3}$ эВ, а $Q_0 = 33(Z_п + Z_м)^{-2/3}$ Å^2; E — энергия атомов пучка, $Z_п$, $Z_м$ — атомные номера частиц пучка и мишени, I — энергия отрыва электрона. В последние годы эта модель развивалась [41] и , несомненно, будет полезна для количественных расчетов (и количественных предсказаний в будущем) МВЭ. Возвращаясь к "жесткому" утверждению о неплодотворности использования величины тор-

мозных потерь $(dE/dx)_e$, заметим, что теория Фирсова позволяет на единой основе рассчитывать не только Q_i, не и потери энергии при торможении в веществе.

Вычислительная реализация описанной выше схемы иллюстрируется на рис. 24, на котором сравниваются расчетные и измеренные вероятности P_k для случая бомбардировки тонкой (50 Å) фольги 50-кэВ атомами водорода.

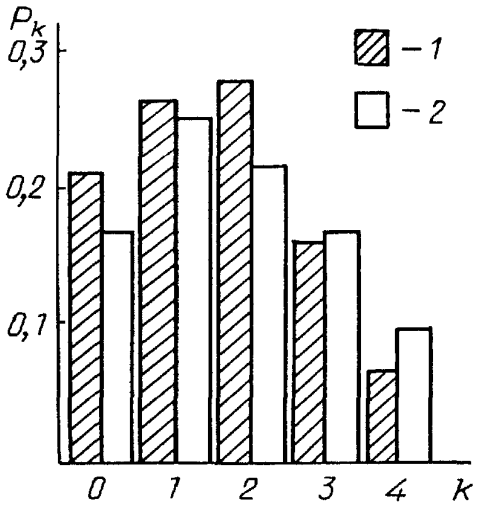


Рис. 24. Сравнение измеренного (*1*) распределения парциальных вероятностей P_k и результатов МК-расчета (*2*) для пучка атомов водорода с E — — 50 кэВ и длины ионизационного пробега λ_i = 16,5 Å (толщина фольги 50 Å)

Как видно, уже для первого приближения значений входных параметров расчета сразу удается получить хорошее согласие с измеренными значениями P_k. Соответствующее значение длины ионизационного пробега λ_i равно 16,5 Å. Согласие (см. рис. 24) получено в приближении идентичности пробегов λ_i для протонов и атомов водорода и использования аппроксимации энергетического и углового спектра возникающих электронов зависимостями для протонов из работ [8, 19]. Эти приближения допускают уточнения, и видное на рис. 24 превышение вычисленного значения P_0 над измеренным можно связать с неучтенным вкладом ионизации самого атома Н. Достаточно хорошее согласие расчета и измерений получается и для величин $P_{kk'}$.

Интересным результатом МК-моделирования является обнаружение различий средних энергии и дисперсий энергетического распределения электронов, выходящих на отражение и на прострел. Из результатов МК-моделирования видно, что относительный вклад каскадных электронов возрастает с k-кратностью эмиссии, достигая для k = 4 —5 значений 30 — 40%. "Выключение" в расчете каскадного канала резко ухудшает согласие. Приведенному выше значению λ_i = 16,5 Å соответствует значение эффективного сечения ионизации $Q_i = (\lambda_i n)^{-1} = 6 \cdot 10^{-17}$ см^2. Это значение хорошо коррелирует с теоретическим значением [39]. При сравнении следует учитывать, что $Q_i(E)$ являются не полными, а обрезанными (за счет поверхностного барьера) сечениями ионизации.

Оценку различий величин полного и обрезанного сечений ионизации можно получить, пользуясь выражением для двойного дифференциального сечения ионизации, предложенным в [8]. Сложность строгой аналитической оценки связана, однако, с тем, что реально ограничения на выход накладываются не только энергией внутреннего вторичного электрона, но и углом его подхода к границе вещество — вакуум. Последовательно эти ограничения могут быть учтены при МК-моделировании. По найденным значениям λ_i легко оценить вклад "холостых" пролетов. Сравнение его с экспериментальным значением приводит к заключению, что суммарная вероятность "пролетов с гибелью" возникших электронов вдвое-втрое превышает вероятность "холостых" пролетов.

По найденным значениям λ_i легко найти средние затраты энергии на генерацию одного внутреннего электрона $\Delta E_i = \lambda_i (dE/dx)_e$. Сравнение ΔE_i с энергиями отрыва электронов позволяет заключить, что средняя потеря на ионизацию значительно (в четыре-пять раз) превышает истинно ионизационную потерю. Эти соображения еще раз говорят о неадекватности описания ВЭЭ с помощью тормозных потерь: основной "расход" энергии идет на электронное возбуждение, не создающее электронов, способных преодолеть потенциальный барьер.

Используя реалистические угловые и энергетические распределения для возникающих внутренних электронов, из МК-расчетов легко получить недоступную надежному измерению величину λ_e- характерной глубины выхода. Величина λ_e может быть найдена просто из вычисления вариаций выхода $\bar{k}$ для различных "глубин залегания" гипотетической плоскости генерации электронов в толще мишени.

Заметим также, что сравнение расчета и измерений предъявляет весьма жесткие требования на точность измерения толщины использованной фольги. Поэтому имевшаяся в нашем случае 20% -ная неопределенность толщины вряд ли может оправдать попытку уточнения расчетов до устранения неопределенности *d*. Существенным обстоятельством является то, что на основе МК-моделирования можно получать практически все доступные измерению величины. Поэтому актуальной является реализация эксперимента с одновременной регистрацией статистических, угловых и энергетических характеристик процесса МВЭ.

Представляется достаточно очевидным, что обсуждаемый случай моделирования (и согласия эксперимента с МК-расчетом) для системы Н—С-фольга не является выделенным, и согласие может быть получено и для других комбинаций пучок — мишень.

Именно на этом пути представляется реальным решение обратной задачи восстановления элементарных характеристик атомных столкновительных процессов в веществе мишени, ответственных за явление МВЭ. На этом пути будет достигнут плодотворный синтез достижений физики атомных столкновений и исследований ВЭЭ с выходом на уровень количественной теории явления.

5. Заключение. В последние годы, как видно из проведенного обсуждения, активно развиваются новые экспериментальные методы дифференциальных измерений характеристик многоэлектронной вторичной эмиссии. Получены надежные новые данные о статистике, энергетическом и угловом распределениях вторичных электронов, позволяющие тестировать имеющиеся и развивать новые теоретические модели явления. Именно через взаимодействие этой новой информации с теоретическими подходами будет найден путь к созданию адекватной количественной теории. В экспериментальных исследованиях ВЭЭ наиболее интересными направлениями развития можно считать следующие:

а) переход к исследованиям тонких металлических мишеней;

б) использование мишеней различной толщины для управляемого "включения" различных столкновительных процессов и контроля зарядового состояния проходящих через мишень частиц;

в) измерение всех ключевых параметров МВЭ в едином эксперименте;

г) реализация измерений энергетических спектров электронов (на отра-

жение и на прострел) в области низких ($E_e < 20$ эВ) энергий, дающей основной вклад в выход ВЭ;

д) использование в экспериментах пучков многозарядных ионов и изучение изотопных эффектов для пучков H и D.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] *Vitlard M.F.* //J. de Phys. 1889. Т. 8. P. 1.
2. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.
3. *Ковалев В.П.* Вторичные электроны. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
4. *Lakits G., Aumayr F., Winter H.* // Rad. Eff., 1989. V. 109. P. 129.
5. *Голованивский К.С, Дугар-Жабон В.Д.* //ПТЭ. 1991. № 3. С. 7.
6. *Winter H.* Частное сообщение (1990).
7. *Lakits G.* Dissertation. — Techn. Universitat Wien, 1989.
8. *Cheng W.-Q., Rudd M.E., Hsu Y.-Y.* // Phys. Rev. Ser. A. 1989. V. 40. P. 3599.
9. *Yamazaki Y., Kuroki K.* // Nucl. Instr. and Meth. Ser. A. 1987. V. 262. P. 118.
10. *Ritter H.* MPE Report 190.— Garching, FRG, 1985.
[11] *Kuroki K., Yamazaki Y.* //Nucl. Instr. and Meth. Ser. A. 1988. V. 33. P. 276.
12. *Lakits G., AAumayr F., Winter H.* // Rev. Sci. Instr. 1989. V. 60. P. 3151.
13. *Грунтман М.А., Козочкина А.А., Леонас В.Б.* // ПТЭ. 1989. № 3. С. 157.
14. *Wilken B.* // Rep. Prog. Phys. 1985. V. 47. P. 767.
15. *Rubel M. et al.* //Nucl. Instr. and Meth. Ser. B. 1990. V.47. P. 202.
16. *Демченкова А. А.* // ПТЭ. 1987. № 5. С. 149.
17. *Грунтман М.А., Морозов В.А.* //J. Phys. Ser. E. 1982. V. 15. P. 1356.
18. *Hasselkamp D., Hippler S., Scharmann A.* // Nucl. Instr. and Math. Ser. B. 1987. V. 18. P. 561.
19. *Rudd M.E.* // Phys. Rev. Ser. A. 1989. V. 38. P. 6129.
20. *Suarez S. et el.* // Nucl. Instr. and Meth. Ser. B. 1988. V. 33. P. 326.
[21] *Грунтман М.А., Козочкина А.А., Леонас В.Б., Витте М.* //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 1377.
22. *Козочкина А.А.* Препринт Института проблем механики АН СССР Пр-343. — Москва, 1988.
23. *Козочкина А.А., Иферов Г.А., Чуманов В.Я.* // Тезисы докладов XIX Всесоюзного Совещания по взаимодействию заряженных частиц с кристаллами. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. — С. 78.
24. *Rothard H. et al.* // Phys. Rev. Ser. A. 1990. V. 41. P. 2521.
25. *Hasselkamp D.* // Comm. and At. Mol. Phys. 1988. V. 21. P. 241.
26. *Clouvas A. et al.* // Phys. Rev. Ser. B. 1989. V. 39. P. 6316.
27. *Lakits G., Aumayr F., Winter H.* // Phys. Lett. Ser. A. 1989. V. 139. P. 395.
28. *Ralys D.A., Kalytis R.* // Bull. Vilnius Astron. Obs. 1978. No. 48. P. 3.
29. *Hasselkamp D. et al* // Zs. Phys. Kl. D. 1987. Bd 6. S. 269.
30. *Zajfman D. et al.* // Phys. Rev. Ser. A. 1990. V. 41. P. 2482.
[31] *Beuhler R.J., Friedman L.* // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 3928.
32. *Beuhler R.J., Friedlander G., Friedman L.* //Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1262.
33. *Lakits G., Winter H.* // Nucl. Instr. and Meth. Ser. B. 1990. V. 48. P. 597.
34. *Schou J.* // Phys. Rev. Ser. B. 1980. V. 22. P. 2141.
35. *Schou J.* //Scanning Micr. 1988. V. 2. P. 607; 1989. V. 3. P. 429.
36. *Аккерман А.Ф., Гибрехтерман А.Л.* // Nucl. Instr. and Meth. Ser. B. 1985. V. 6. P. 496.
37. *Walker D.M.* // Adv. Phys. 1971. V. 20. P. 257.
38. *Gryzinski M.* // Phys. Rev. 1965. V. 139. P. 305.
39. *Фирсов О.Б.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1517.
40. *Fleischmann H.H., Dehmel R.C., Lee K.S.* // Phys. Rev. Ser. A. 1972. V. 5. P. 1784.
[41] *Баклицкий Б.Е., Парилис Э.С.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 27.

Статья поступила 9.07.90 г.,
после переработки 21.11.90 г.