

## ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА МОТТА С НЕВЫСОКИМ РАБОЧИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

*Ю.А.Мамаев, Л.П.Овсянникова, В.Н.Петров, Т.Я.Флишкова, Е.В.Шпак*

В последнее время широко развернулись исследования спиновых состояний электронов и атомов на поверхности твердых тел. В экспериментальной физике появились такие новые методы, как анализ спиновой поляризации при фотоэмиссии, полевой и вторичной электронной эмиссии. Исследование спиновой поляризации дает сведения о спиновых состояниях примесных и адсорбированных атомов и дефектов поверхности о магнитных поверхностных структурах, об изменении магнитных свойств от поверхности в глубину и пр. Большой интерес имеется сейчас к методу растровой микроскопии магнетиков с использованием поляризованных электронных пучков. Это связано главным образом с перспективной применением результатов исследований в технологии магнитных элементов памяти. В некоторых лабораториях проводятся также исследования газообразных объектов с помощью поляризованных электронов.

Одним из основных элементов устройств для анализа поляризованных электронов с детекторами, основанными на моттовском рассеянии [1-3], являются электронно-оптические системы (ЭОС), исследованию которых уделяется недостаточное внимание.

Вместе с тем качество экспериментальных данных по анализу поляризации кардинальным образом зависит от параметров электронного пучка на мишени детектора. Основными требованиями, выполнение которых необходимо для уменьшения паразитной асимметрии, являются осевая симметрия пучка на мишени, равномерное распределение его интенсивности по сечению и стабильность условий регистрации электронов с различными первичными энергиями.

Для исследования магнетизма поверхности и тонких пленок обычно используется метод, основанный на анализе поляризации истинно вторичных электронов, преимуществом которого является сочетание высокой интенсивности и поляризации вторичного пучка. Более детальную информацию можно получить анализируя, кроме того, вторичные электроны по энергиям. В первом случае необходима интегральная ЭОС (максимальный сбор электронов в широком диапазоне углов вылета в заданном интервале энергий), а во втором — дифференциальная (сбор электронов при условии разделения пучка по энергии с заданным разрешением). Аналогичные задачи встают и при исследовании газообразных объектов.

Данная работа посвящена разработке ЭОС, решающих вышеуказанные проблемы. Теоретическое исследование проведено на IBM PC AT по программе, описанной в работе [4].

Интегральная ЭОС служит для вытягивания с эмиттирующей поверхности поляризованных электронов в диапазоне энергий 1-20 эВ и формирования на мишень детектора Мотта пучка диаметром несколько миллиметров. Этот диапазон энергий является наиболее вероятным для вторичных электронов, вылетающих с поверхности твердого тела под воздействием различного рода излучений. Рассматриваемая осесимметрич-

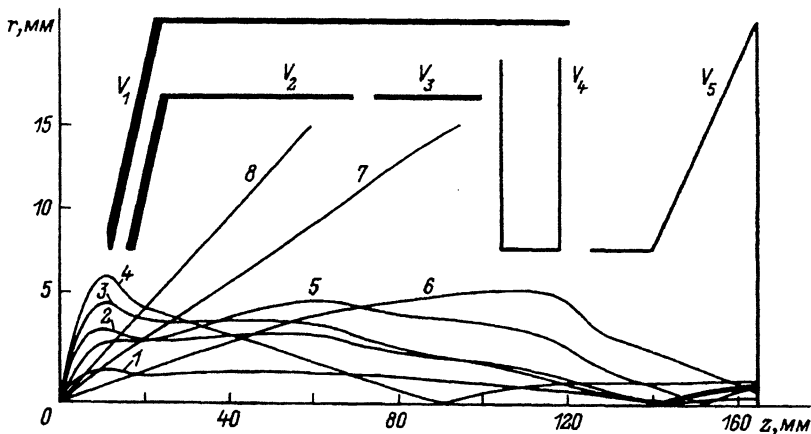


Рис. 1. Интегральная ЭОС и траектории электронов в ней.

1-4 —  $\theta_0 = 60^\circ$  и  $E = 1, 6, 12, 20$  эВ соответственно; 5 —  $\theta_0 = 30^\circ$  и  $E = 20$  эВ; 6-8 —  $E = 1000$  эВ и  $\theta_0 = 5, 10, 15^\circ$  соответственно.

ная ЭОС состоит из конических и цилиндрических электродов (рис. 1). Углы при вершинах конусов двух электродов менялись в пределах от  $60^\circ$  до  $120^\circ$  при различных расположениях внутреннего конуса относительно внешнего. Потенциал первого электрода  $V_1$  совпадал с потенциалом эмиттирующей поверхности, обычно заземленной  $V_0 = V_1 = 0$ . Потенциал второго электрода варьировался в пределах  $V_2 = 200-1000$  В. На третий и четвертый электроды подавались потенциалы  $V_3$  и  $V_4$ , не превышавшие  $3.5$  кВ, а потенциал  $V_5 = 20$  кВ — рабочий потенциал детектора Мотта.

Оптимальной оказалась система, у которой конические поверхности первого и второго электродов имеют параллельные образующие, а угол при вершине конусов равен  $90^\circ$ . Диаметры отверстий в конусах одинаковы и составляют  $16$  мм. При потенциалах  $V_2 = 500$  В,  $V_3 = 2000$  В и  $V_4 = 3500$  В такая система обеспечивает угол захвата пучка вторичных электронов, выходящих из области диаметром  $1$  мм, равный  $\pm 60^\circ$ .

На рис. 2 даны зависимости диаметра пятна на мишени от угла вылета электронов из точки на оси (сплошные кривые) и из точек, расположен-

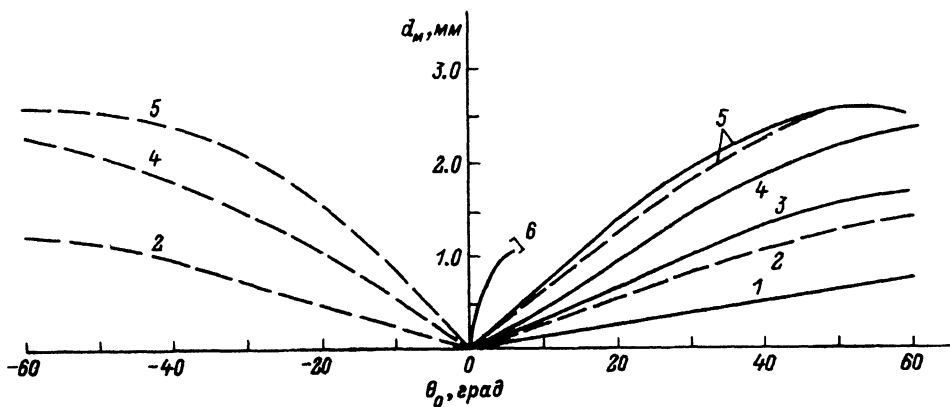


Рис. 2. Зависимости размеров пучка на мишени для интегральной ЭОС от начального угла вылета электронов.

$E, \text{эВ}$ : 1 — 1, 2 — 3, 3 — 6, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 1000.

ных на расстоянии 0.5 мм от оси (штриховые кривые), для начальных энергий в диапазоне 1–20 эВ. Видно, что размер пучка на мишени возрастает с ростом начальной энергии и абсолютной величины угла вылета и максимальный его размер не превышает 2.6 мм.

Трансмиссия ЭОС по отношению к числу вылетевших электронов в угле  $\pm 90^\circ$  и при условии распределения их интенсивности по косинусоидальному закону составляет 73%. При этом упругорассеянные электроны с энергией порядка 1 кэВ, определяющие фоновый ток, пропускаются лишь в угле  $\pm 6^\circ$ , что соответствует трансмиссии, равной 0.7%.

В описанной ЭОС был найден режим работы лишь с двумя независимыми потенциалами  $V_2 = 500$  В и  $V_3 = V_4 = 3000$  В. В этом случае третий и четвертый электроды могут быть объединены в один. Размер пятна на мишени такой системы составляет 3.5 мм при той же величине трансмиссии.

Дифференциальная ЭОС предназначена для разделения по энергии пучка поляризованных электронов в широком диапазоне энергий 3–2000 эВ с разрешением  $\lesssim 5\%$ . Она формирует пучок на мишень того же детектора Мотта, что и интегральная ЭОС. Для разделения пучка электронов по энергии исследовалось большое количество двухэлектродных анализаторов из конических и цилиндрических электродов с различной взаимной ориентацией. Оптимальной оказалась модификация цилиндрического анализатора с закрытыми торцами, находящимися, как и внутренний электрод, под нулевыми потенциалами. Впуск электронов осуществлялся через кольцевую щель в торце, а выпуск через внутренний электрод. Это обстоятельство, а также то, что закрытый передний торец внутреннего цилиндрического электрода перекрывает область прямого видения между источником и мишенью, в значительной степени снижает фоновое излучение. Следует отметить, что светосила системы с кольцевой щелью может быть существенно больше, чем у системы с приосевым пучком при одинаковой угловой расходимости. Предлагаемое устройство может использоваться самостоятельно в качестве анализатора заряженных частиц. При этом возможны режимы фокусировки пучка как в кольцо, так и на ось.

На рис. 3 представлена оптимизированная дифференциальная ЭОС. Параметры энергофильтра следующие: соотношение радиусов внешнего и внутреннего цилиндрических электродов  $r_2/r_1 = 3$ , расстояние между

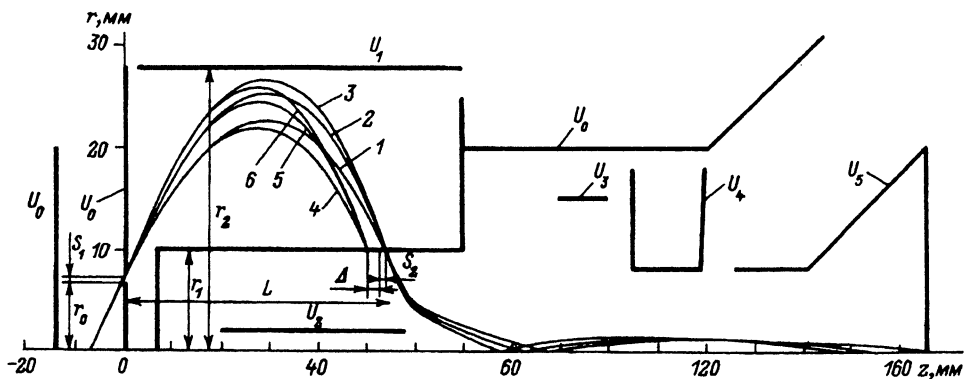


Рис. 3. Дифференциальная ЭОС и траектории в ней с начальной энергией  $E = E_0 = 10$  эВ (1–3) и  $E = 0.95 E_0$  (4–6).

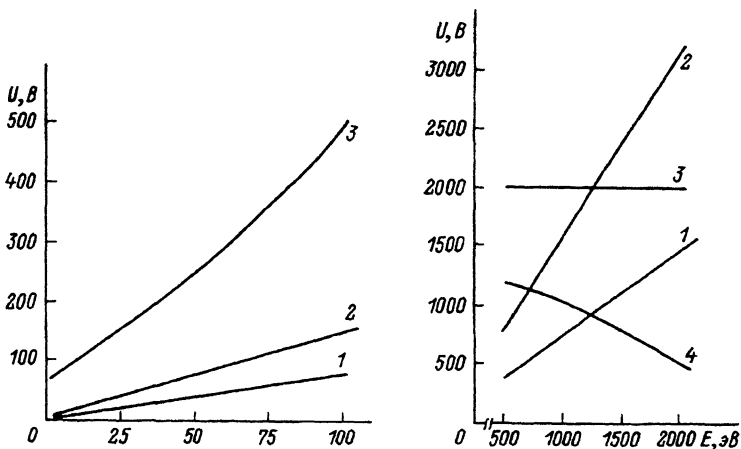


Рис. 4. Зависимости потенциалов на электродах дифференциальной ЭОС от начальной энергии электронов.  
1 —  $U_1$ , 2 —  $U_2$ , 3 —  $U_3$ , 4 —  $U_4$ .

центрами входной и выходной щелей  $L = 5.4r_1$ , расстояние между торцевыми стенками со стороны входа  $a = 0.7r_1$ . Поляризованные электроны образовывались в газовом источнике при соударении атомов с первичным пучком диаметром 1 мм. В кольцевую щель, находящуюся на расстоянии  $r_0 = 0.67r_1$  ( $r_1 = 10$  мм), размером 0.3 мм попадали электроны, вылетающие из объекта под углами  $\theta_0 = (45^\circ \pm 3^\circ)$ . При потенциале внешнего электрода  $U_1 = 0.75E_0$  В ( $E_0$  — энергия настройки в электрон-вольтах) энергофильтр работает в режиме зеркала, фокусируя пучок на ось системы. Размер выходной щели  $s_2 = 1.5$  мм. На рис. 3 кривые 1–3 траектории с  $E = E_0$ , а кривые 4–6 — с  $E = 0.95E_0$ . Видно, что последние траектории не попадают в выходную щель. Смещение пучка  $\Delta = 0.4r_1$ . Таким образом, разрешение энергофильтра составляет  $\sim 2\%$ . В предложении равномерного распределения интенсивности вторичных электронов в газовом источнике токопрохождение через кольцевую щель указанных размеров будет в 16 раз больше, чем в центральное отверстие диаметром 1 мм.

Энергофильтр формирует полый пучок с большим углом наклона к оси, который следует преобразовать в сплошной на мишени детектора Мотта. Для уменьшения угла наклона траекторий к оси вдоль оси ЭОС в области внутреннего электрода фильтра располагается электрод-стержень, на который подается тормозящий потенциал  $U_2$ . Дальнейшее формирование пучка осуществляется двумя электродами с потенциалами  $U_3$  и  $U_4$  и заземленным электродом с  $U_0 = 0$ . Электрод с потенциалом  $U_4$  совпадает по геометрии с четвертым электродом интегральной ЭОС.

Рассматривались два режима работы системы: с промежуточным ускорением для низкоэнергетичных пучков и с замедлением для высокоэнергетичных пучков. На рис. 4 представлены потенциалы на электродах в зависимости от энергии пучка. Видно, что для низкоэнергетичных ( $E \lesssim 100$  эВ) электронов  $U_2/E = 1.5$ , а  $U_4 = 2000$  В = const. Для высокоэнергетичных пучков ( $E \gtrsim 500$  эВ)  $U_2/E = 1.6$ ,  $U_3 = 2000$  В. Диаметр пятна на мишени колеблется от 1 мм для энергий 3–10 эВ до 4 мм при энергиях 1–2 кэВ.

В настоящее время рассчитанные ЭОС проходят конструкторскую разработку и будут изготавливаться в Лаборатории экспериментальной физики СПб. ГТУ. Габаритные размеры ЭОС вместе с детектором Мотта выбраны так, чтобы их можно было разместить в типовой вакуумной камере диаметром  $\sim 250$  мм (например, УСУ-4 на фланце ДУ 200).

### Список литературы

- [1] *Dunning F.V., Gray L.G., Ratliff J.M. et al. // Rev. Sci. Instr. 1987. Vol. 58. N 9. P. 1706-1708.*
- [2] *Кесслер И. Поляризованные электроны. М.: Мир, 1988.*
- [3] *Зырянов Г.К. Эмиссия поляризованных электронов. Л., 1991.*
- [4] *Овсянникова Л.П., Пасовец С.В., Фишкова Т.Я. // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 12. С. 161-166.*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе  
Санкт-Петербург  
С.-Петербургский государственный  
технический университет

Поступило в Редакцию  
28 декабря 1992 г.

03:07  
© 1993 г.

*Журнал технической физики, т. 63, в. 9, 1993*

## ИСПАРЕНИЕ КАПЛИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*С.В. Божожкин, Е.А. Тараканов*

Процессы нагрева и испарения капель под действием падающего на них электромагнитного излучения посвящен целый ряд работ [1-6]. Обычно процесс испарения капли рассматривается в два этапа [3]. На первом этапе находится время нагревания капли до некоторой конечной температуры, после достижения которой изменение температуры поверхности капли практически прекращается. На втором этапе находится соответствующее время испарения частицы, в течение которого вся поглощаемая энергия электромагнитного излучения идет на испарение.

Целью данной работы является получение соотношений, позволяющих определить конечную температуру капли, время нагревания капли до этой температуры, а также время испарения капли в зависимости от интенсивности падающего излучения.

Для простоты рассмотрим процесс испарения металлической капли ртути в вакуум под действием падающего на нее электромагнитного излучения частоты  $\nu \sim 10^9$  Гц и интенсивностью  $I \leq 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Диффузному режиму испарения капли, когда вблизи поверхности капли существенную роль играет пограничный слой, содержащий частицы окружающего каплю газа и пара, посвящены работы [7-9]. Рассмотрим поглощение электромагнитных волн ртутью. Если падающее на ртуть электромагнитное излучение имеет частоту  $\nu = 5 \cdot 10^9$  Гц,  $\omega = 2\pi\nu$  — круговая частота, то в таком частотном диапазоне  $\omega\tau \ll 1$ , поэтому для коэффициента поглощения электромагнитного излучения  $K_a$  справедлива формула Хагена-Рубенса [10], где  $\tau$  — транспортное время релаксации, связанное с проводимостью  $\sigma$  соотношением  $\sigma = e^2 n \tau / m_e$ ,  $n$  — концентрация