

10;11;12

## Новый компактный 60 kV детектор Мотта для спин-поляризационной электронной спектроскопии

© В.Н. Петров<sup>1</sup>, М. Ландольт<sup>2</sup>, М.С. Галактионов<sup>1</sup>, Б.В. Юшенков<sup>1</sup>, Ю.А. Мамаев<sup>1</sup><sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Швейцарский Национальный Институт Технологий,  
CH-8093, Цюрих, Швейцария

(Поступило в Редакцию 5 июня 1997 г.)

Специально для локального анализа поверхностного и двумерного магнетизма методом электронной спектроскопии с разрешением по спину разработан и испытан 60 kV компактный моттовский поляриметр. Использование конструкции, сочетающей сферическое ускоряющее поле и отсутствие задерживающего потенциала после рассеяния электронного пучка, обеспечивает высокую стабильность измеряемой поляризации даже при изменении положения и диаметра исследуемого пучка. В результате оптимизации рассеивающего угла ( $118^\circ$ ) и использования поверхностно-барьерных детекторов с большим углом сбора ( $\sim 48^\circ$ ) эффективность или показатель качества поляриметров, определяющий отношение сигнал/шум  $\varepsilon = (I/I_0) \cdot (S_{\text{eff}})^2$ , составил величину  $2.5 \cdot 10^{-4}$ . Специально разработанные электронные схемы и оптимальное расположение детекторов позволили получить максимальную скорость счета электронов до  $5 \cdot 10^6$  counts/s. Как следствие этого, появилась возможность калибровать поляриметр (находить эффективную функцию Шермана  $S_{\text{eff}}$ ) методом экстраполяции измеряемой асимметрии к высокому уровню дискриминации. Данный прибор может быть использован и в других областях физики твердого тела, атомной физики, физики высоких энергий.

### Введение

Измерение спиновой поляризации электронного пучка до сих пор представляет собой непростую задачу. В основном для этих целей используется рассеяние электронов на пленках золота [1,2]. В высоковольтных детекторах Мотта анализируемый пучок электронов ускоряется до энергии  $\sim 100\text{--}120$  keV, а рассеянные электроны регистрируются двумя (или четырьмя) детекторами, расположенными симметрично относительно пучка под углом  $\pm 120^\circ$ . В результате взаимодействия спина электрона с его орбитальным моментом эффективное сечение рассеяния для электронов с противоположными спинами оказывается различным. Иными словами, в результате спин-орбитального взаимодействия возникает левоправая асимметрия рассеяния  $A_{LR}$ , которую можно определить как нормированную разность между сигналами левого  $N_L$  и правого  $N_R$  детекторов

$$A_{LR} = (N_L - N_R)/(N_L + N_R). \quad (1)$$

В этом случае поляризация пучка определяется как

$$P_0 = A_{LR}/S_{\text{eff}}, \quad (2)$$

где  $S_{\text{eff}}$  — эффективная функция Шермана, т.е. асимметрия, которая должна наблюдаться при 100%-ной поляризации электронов.

Для получения абсолютной величины поляризации необходимо определить  $S_{\text{eff}}$  путем независимого измерения либо, экстраполируя каким-либо образом значения измеряемой асимметрии к случаю однократного упругого рассеяния, воспользоваться результатами надежной теории [3].

Рассмотрим некоторые параметры различных анализаторов поляризации, используемых в настоящее время. Здесь приведены данные только о так называемых моттовских высоковольтных поляриметрах, поскольку другие типы анализаторов, такие как дифракционные поляриметры [4] или анализаторы, основанные на диффузном рассеянии электронов [5], до сих пор не выдерживают конкуренции с моттовскими анализаторами. Это вызвано недостаточной временной стабильностью данных приборов. Необходимость периодически очищать поверхность вольфрама высокотемпературным прогревом для дифракционных детекторов или напылять свежие слои золота для анализатора на диффузном рассеянии сводит на нет остальные высокие параметры данных приборов. Предполагается, что анализатор поляризации электронов, этот уникальный и достаточно дорогой прибор, должен работать в течение нескольких лет без изменения основных параметров и специального обслуживания. Известно, что этим требованиям удовлетворяют только высоковольтные моттовские анализаторы [6,7].

Классический высоковольтный моттовский поляриметр ("conventional" polarimeter) представляет собой линейную ускорительную колонну и камеру рассеяния, находящуюся под высоким потенциалом  $\sim 100$  kV и включающую мишень и два (или четыре) поверхностно-барьерных детекторов (ПБД), расположенных под углом  $\pm 120^\circ$  относительно оси прибора. Рассеянные электроны, двигаясь в дрейфовом пространстве, регистрируются этими детекторами, с помощью которых и осуществляется селекция электронов по энергии. Прибор обладает высокой эффективностью. Основные недостатки: большой объем, стоимость и возможная не-

стабильность измеряемой поляризации при изменении диаметра и положения электронного пучка на входе анализатора [8].

Следующий тип приборов — поляриметры с задерживающим полем (retarding-potential polarimeters). Название связано с методом селекции электронов по энергии после их рассеяния на мишени. Отметим, в качестве основных преимуществ небольшие размеры и простоту конструкции [9,10].

Еще один тип приборов можно назвать сферическими поляриметрами без задерживающего поля (spherical field-free polarimeters). В данном случае речь идет о классическом анализаторе, но в таком его варианте, когда ускорение пучка происходит в пространстве между полусферами, а рассеянные электроны также движутся в дрейфовом пространстве и селекционируются по энергии с помощью ПБД. Эти приборы обладают высокой стабильностью измеряемой поляризации при изменении диаметра и положения электронного пучка на входе анализатора [11,12].

Ниже приведены основные параметры различных типов моттовских поляриметров в порядке убывания (по мнению авторов) их значимости. Прокомментируем кратко каждый из пунктов.

1) Эффективность или показатель качества поляриметров, определяющий отношение сигнал/шум, вычисляется по формуле

$$\varepsilon = (I/I_0) \cdot (S_{\text{eff}})^2, \quad (3)$$

где  $I/I_0$  — доля интенсивности входящего пучка, достигающая детекторов после рассеяния электронов на мишени.

Максимальным показателем качества обладают, как правило, 100–120 kV детекторы Мотта, однако эффективность некоторых моделей анализаторов с задерживающим полем также достаточно высока.

2) Чувствительность к перемещению анализируемого электронного пучка и к изменению его диаметра — это чрезвычайно важный параметр, поскольку в ряде экспериментов характеристики пучка (его диаметр и пространственное положение) могут незначительно меняться, что в свою очередь будет вызывать неконтролируемые изменения измеряемой поляризации. Бесспорными лидерами здесь являются сферические поляриметры без задерживающего поля.

3) Что касается размеров прибора, то анализаторы с задерживающим полем оказываются вне конкуренции. Некоторые конструкции позволяют эксплуатировать поляриметры внутри стандартной вакуумной камеры, в то время как классические 100–120 kV детекторы Мотта имеют объем в несколько кубических метров.

4) Максимальная скорость счета — параметр, который, как правило, не упоминается при описании конструкций различных приборов. Тем не менее это одна из важнейших характеристик при решении ряда экспериментальных задач, в которых для достижения

определенной статистической ошибки требуется набор достаточного количества импульсов за короткое время. Это важно, в частности, при исследовании различных типов магнитной релаксации. Для анализаторов с задерживающим полем максимальная скорость счета определяется свойствами используемых канальных электронных умножителей или микроканальных пластин. Она достигает максимальной величины  $\sim 10^6$  counts/s. Максимальная скорость счета классических поляриметров  $10^4$ – $10^6$  counts/s. Ограничение данной величины обусловлено большой электрической емкостью поверхностно-барьерных детекторов. Кроме того, в большинстве конструкций классических поляриметров велико расстояние между детекторами и предусилителями. Значительная электрическая емкость соединительного кабеля также приводит к уменьшению максимальной скорости счета электронов.

5) Энергетическое разрешение электронных детекторов. В данном случае имеется в виду размер энергетического "окна", используемого при регистрации рассеянных электронов. Для классических поляриметров оно определяется параметрами связи ПБД–предусилитель и составляет величину  $\approx 10$  keV. Для анализаторов с задерживающим полем это "окно" задается величиной приложенного задерживающего потенциала и может достигать значения в несколько электрон-вольт. Как следствие, имеется возможность калибровать анализаторы с тормозящим полем методом экстраполяции измеряемой асимметрии к нулевым энергетическим потерям.

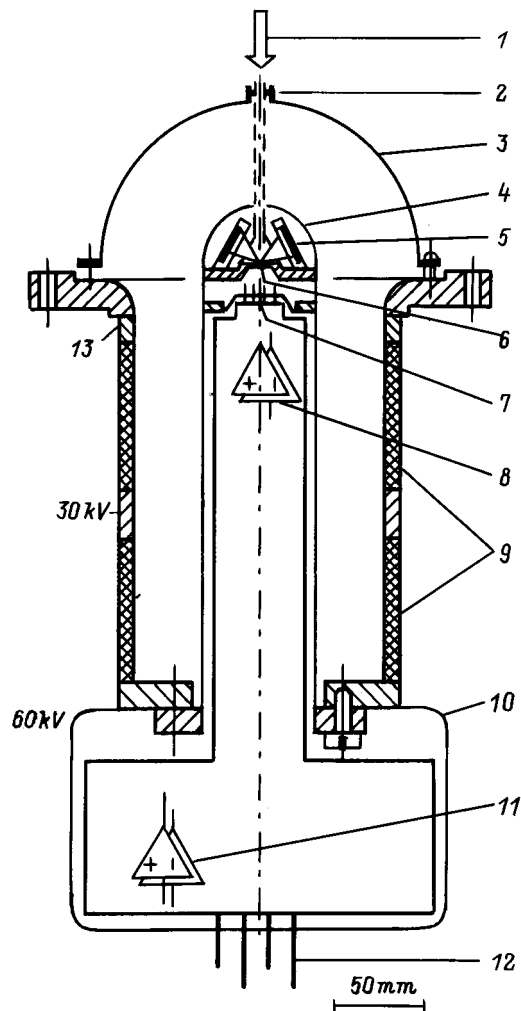
6) Потенциал электронных детекторов и предусилителей. В данном случае определенными преимуществами обладают поляриметры с задерживающим полем, поскольку для традиционных 100–120 kV детекторов Мотта приходится решать проблемы, связанные с высоким напряжением.

В результате аналогичного анализа, проведенного несколько лет назад, мы остановили свой выбор на сферическом поляриметре без задерживающего поля. При этом мы постарались учесть и исправить некоторые недостатки, присущие описанным приборам. Применение потенциала 60 kV позволило создать достаточно компактный анализатор, но в то же время потребовало определенных усилий по оптимизации размеров прибора, параметров детекторов, конфигурации электронных схем. Новый моттовский поляриметр, описываемый в настоящей работе, значительно меньше прежних и обладает рядом характеристик, превосходящих предыдущие анализаторы. В результате создания специальных электронных схем и оптимального расположения ПБД удалось увеличить максимальную скорость счета электронов до  $5 \cdot 10^6$  counts/s, в результате чего появилась возможность калибровать поляриметр (находить эффективную функцию Шермана  $S_{\text{eff}}$ ) методом экстраполяции измеряемой асимметрии к высокому уровню дискриминации.

## Конструкция прибора

Схема поляриметра показана на рис. 1. Основными компонентами анализатора являются две металлические полированные полусферы с общим центром. Внешняя полусфера работает при потенциале "земли" или близком к нему. На внутреннюю полусферу подается потенциал около 60 кV. Для этого она фиксируется посредством двух последовательно соединенных цилиндрических керамических изоляторов, рассчитанных на суммарное напряжение  $\approx 80$  кV. Электронный пучок, поляризацию которого требуется определить, направляется в область между полусферами через диафрагму с круглым отверстием, после чего, усвоенный сферическим полем, он попадает во внутреннюю полусферу. Расчеты траекторий электронов показывают, что такое поле хорошо фокусирует входящий пучок. Внутри малой полусферы установлены четыре поверхностно-барьерных детектора с большой рабочей поверхностью  $\sim 1.5$  см<sup>2</sup> каждый, золотая фольга и направляющие диафрагмы. В качестве оптимального угла рассеяния, согласно расчетам, выбран угол  $118^\circ$ , так как при этом показатель качества поляриметра  $\epsilon$  больше, чем при рассеянии на угол  $120^\circ$ . Угол сбора электронов каждым детектором составляет  $48^\circ$ . Рассеивающая фольга представляет собой слой золота толщиной 800 Å, напыленный на тонкую свободную формваровую пленку. После рассеяния электроны проходят через отверстия в диафрагмах и регистрируются детекторами.

При анализе асимметрии рассеяния необходимо селективировать отраженные электроны по энергии, поскольку максимальная асимметрия возникает, как известно, при упругом отражении. Это связано с тем, что в результате неупругого рассеяния, которое может произойти до акта упругого взаимодействия, теряется информация о спине. Кроме того, в пучок неупругих электронов, выходящий под углом рассеяния  $118^\circ$ , могут попадать электроны, предварительно упруго рассеявшиеся на другие углы (при высоких энергиях акты упругого и неупругого рассеяния можно рассматривать независимо друг от друга). Для такой селекции в нашем поляриметре используются поверхностно-барьерные детекторы, амплитуда импульсов на выходе которых пропорциональна энергии падающих электронов. После усиления и дискриминации этих импульсов на определенном уровне частоту их следования можно считать пропорциональной числу упруго отраженных электронов. К сожалению, подобные детекторы (в паре со специальными зарядово-чувствительными усилителями) обладают невысоким энергетическим разрешением. В нашем случае оно составляет величину  $\approx 18$  keV. Данное разрешение не является рекордным, что связано с использованием поверхностно-барьерных детекторов с большой рабочей площадью и соответственно большой электрической емкостью. Как уже было сказано выше, нами были разработаны и изготовлены специальные предусилители, позволяющие эксплуатировать детекторы в режиме высоких скоростей счета. Для этой же цели конструкция поляриметра разрабатывалась таким образом, чтобы расстояние между ПБД



**Рис. 1.** Схема прибора: 1 — входной пучок, 2 — входная диафрагма, 3 — внешняя полусфера, 4 — внутренняя полусфера, 5 — 4ПБД, 6 — золотая фольга, 7 — вакуумный электрический ввод, 8 — 4 предусилителя, 9 — керамические изоляторы, 10 — диоралевый кожух, 11 — 4 дискриминатора и формирователя оптического сигнала, 12 — волоконная оптика, 13 — потенциал "Земли".

и предусилителями было минимальным. Предусилители монтируются в специальном цилиндрическом корпусе и размещаются внутри поляриметра. Вакуумный разъем расположен в непосредственной близости от ПБД. Длина каждого из соединительных кабелей не более 50 мм. С выхода зарядово-чувствительных предусилителей сигналы поступают на дискриминаторы и формирователи. Все усилители находятся под высоким рабочим потенциалом  $\approx 60$  кV. Для дальнейшей обработки сигналы с помощью волоконнооптической системы передаются на вход усилителей-формирователей, находящихся под потенциалом "земли". Для питания анализатора и всех усилителей был изготовлен специальный компактный стабилизированный источник на 70 кV, размеры которого  $340 \times 280 \times 160$  мм.

## Испытание и калибровка поляриметра

Испытание поляриметра проводилось в несколько этапов. В первую очередь исследовались его высоковольтные свойства. Критерием максимального потенциала, подаваемого на прибор, являлось появление в счетных каналах импульсов, связанных с регистрацией электронов, возникающих из разряда при высоковольтном пробое в вакууме, или незначительное кратковременное ухудшение вакуума в камере поляриметра. Было зарегистрировано максимальное значение высокого напряжения  $\approx 68$  kV. Все испытания в дальнейшем проводились при потенциале 60 kV.

На следующем этапе исследовались поверхностно-барьерные детекторы и усилительный тракт. При этом использовался источник неполяризованных электронов — вольфрамовая спираль. Как уже было сказано выше, энергетическое разрешение электронных детекторов определяется связкой ПБД—предусилитель и связано в основном с наличием собственных шумов предусилителя. Причем для усилителей, работающих с высокими скоростями счета или, точнее, с очень короткими импульсами, это значение достаточно велико. В нашем случае длительность импульса плюс мертвое время предусилителя — величина порядка 65 ns (емкость ПБД большой площади  $\approx 60$  pF, и создание усилителей с такими параметрами представляет собой непростую задачу). Для анализа энергетического разрешения связки ПБД—предусилителя снималась зависимость скорости счета электронов в каналах от потенциала на внутренней полусфере (от энергии электронов). После этого полученные кривые дифференцировались и аппроксимировались функцией Гаусса. Ширина данной функции на полувысоте принималась нами за энергетическое разрешение системы. Понимая, что данный метод не является абсолютно строгим, мы тем не менее имели возможность оценить величину энергетического разрешения. Ее среднее значение оказалось равным  $\approx 18$  keV для всех детекторов, что совпадало с данными, полученными при испытании системы с помощью генератора стандартных сигналов.

Затем исследовались зависимости скорости счета шумовых импульсов без электронного пучка  $N_n(A)$  и скорости счета электронов  $N_{e+n}(A)$  от уровня дискриминации, где  $A$  — амплитуда импульсов или уровень дискриминации в относительных единицах. Сигнальная (без шумовых импульсов) электронная скорость счета определялась простым вычитанием:  $N_e(A) = N_{e+n}(A) - N_n(A)$ . На рис. 2 представлены зависимости производных от сигнальной и шумовой скоростей счета как функции уровня дискриминации. Видно, что, несмотря на невысокое разрешение используемых детекторов, корректным выбором уровня дискриминации можно достаточно четко отделить шум от реального сигнала.

На следующем этапе проводились проверка работы поляриметра и его калибровка с использованием пучка поляризованных по спине электронов с известной величи-

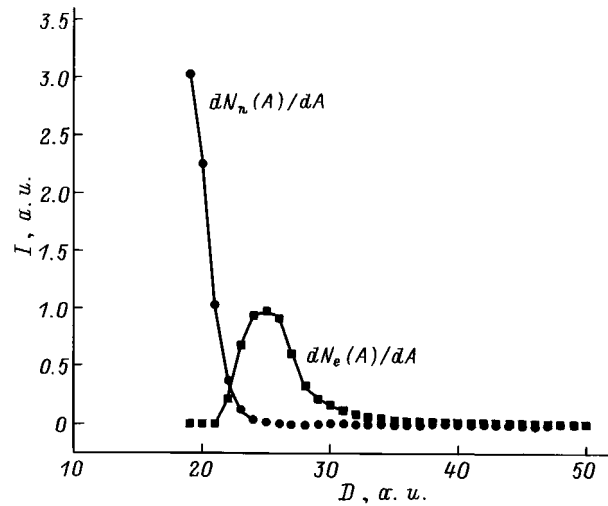
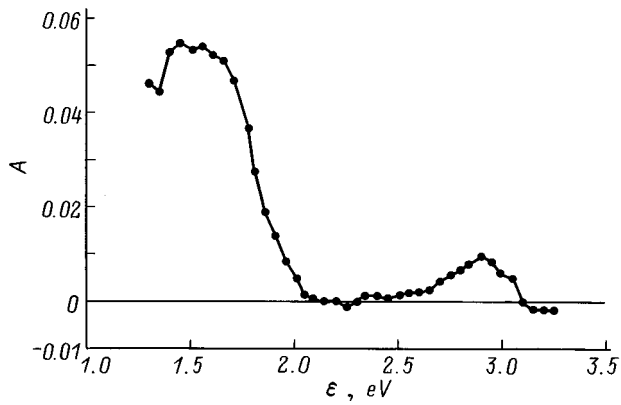


Рис. 2. Зависимость производных сигнальной  $dN_e(A)/dA$  и шумовой  $dN_n(A)/dA$  скоростей счета от уровня дискриминации для одного из каналов.

ной  $P_0$ . Работы проводились в Санкт-Петербургском техническом университете на кафедре экспериментальной физики. Поляриметр монтировался на экспериментальной установке, оснащенной источником поляризованных электронов (ИПЭ), основанном на фотоэлектронной эмиссии из полупроводниковых образцов под действием циркулярно поляризованного света. Поляризация пучка составляла величину  $P_0 = 35 \pm 2\%$ . При калибровке детектора осуществлялась модуляция направления поляризации падающего пучка, что позволяло исследовать каждый канал в отдельности. Асимметрия определялась по формуле (1), где  $N_L$  и  $N_R$  — скорости счета в канале при изменении направления поляризации падающего пучка. Значения полученной асимметрии с высокой точностью совпадали в каждом из каналов. На рис. 3 представлена спектральная зависимость фотоэммитера, использовавшегося при калибровке, измеренная данным поляриметром в одном из каналов при уровне дискриминации 25 а. е. (рис. 2). Поляризация  $P_0 = 35 \pm 2\%$  соответствовала энергии кванта  $\approx 1.6$  eV. Вычисленная по формуле (2) эффективная функция Шермана, составила величину  $\approx 0.16$ . Измерялась также доля интенсивности падающего пучка  $I/I_0$ , достигающая детекторов после рассеяния на мишени при том же уровне дискриминации. Как и ожидалось, вследствие большой рабочей поверхности детекторов и малого расстояния между детекторами и золотой фольгой она оказалась достаточно высокой и равной  $\sim 10^{-2}$ . Вычисленная по формуле (3) эффективность поляриметра составила величину  $\approx 2.5 \cdot 10^{-4}$ . Понимая, что улучшение показателя качества достигнуто целиком за счет увеличения  $I/I_0$ , а не функции Шермана, мы тем не менее считаем, что использование конструкции сферического поляриметра без задерживающего поля с его низкой чувствительностью к перемещениям анализируемого пучка электронов позволило минимизировать различные приборные асимметрии. Ниже мы



**Рис. 3.** Спектральная зависимость фотоэммитера источника поляризованных электронов, измеренная в одном из каналов поляриметра при уровне дискриминации 25 а.у. (рис. 2). Скорость счета  $\approx 2 \cdot 10^5$  counts/s.

покажем, что изменением уровня дискриминации можно варьировать эффективную функцию Шермана анализатора вплоть до достижения максимально возможного значения для данной геометрии прибора и энергии электронов  $S_{\text{eff theor}} = 0.33\%$ . Скорость счета при измерениях зависимости, представленной на рис. 3, была около  $2 \cdot 10^5$  counts/s, что связано с конструктивными особенностями источника поляризованных электронов, который применялся при калибровке. Заметим, что при работе со скоростью счета  $\sim 10^6$  counts/s (что позволяет делать данный поляриметр) время, необходимое для снятия всей зависимости, равнялось бы 10 s при статистической ошибке, меньшей, чем размер точки на графике.

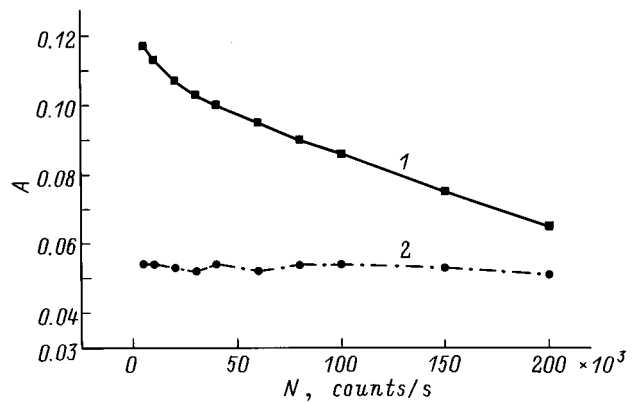
Помимо этого нами был предложен новый метод калибровки поляриметра, основанный на экстраполяции измеряемой асимметрии рассеяния к высокому уровню дискриминации. В методе используется возможность прибора работать с высокими, до  $5 \cdot 10^6$  counts/s, скоростями счета. Для объяснения предложенного метода напомним кратко основные принципы, применяющиеся в настоящее время при калибровке детекторов Мотта в том случае, когда поляризация электронного пучка неизвестна [3].

В высоковольтных детекторах Мотта функция  $S_{\text{eff}}$  сильно зависит от толщины фольги. Это в основном связано с низким энергетическим разрешением ПБД, так как помимо упруго рассеянных электронов регистрируются неупругие и многократно рассеянные в достаточно толстых фольгах и, следовательно, теряется информация о спине. Поэтому для калибровки поляриметра производятся измерения с использованием фольг различной толщины и эти результаты экстраполируются к нулевой толщине. Сравнивая затем экстраполированные результаты с расчетами упругого рассеяния, определяют  $S_{\text{eff}}$ . В анализаторах с задерживающим полем степень зависимости  $S_{\text{eff}}$  от толщины фольги определяется размером энергетического "окна", используемого для регистрации рассеянных электронов. При энергетическом "окне" ме-

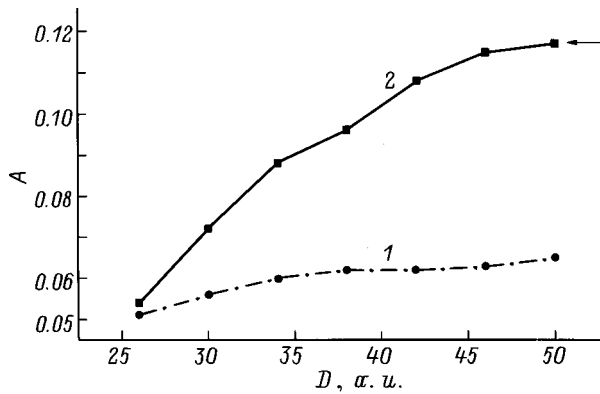
нее 75 eV зависимость  $S_{\text{eff}}$  от толщины фольги становится настолько слабой, что ее уменьшение вследствие многократного рассеяния почти полностью относят на счет неупругих эффектов. В этом случае экстраполяцию к нулевой толщине фольги часто заменяют экстраполяцией к нулевым энергетическим потерям.

Идея нашего метода калибровки основывается на том, что для системы с низким энергетическим разрешением при значительном увеличении уровня дискриминации регистрироваться будут преимущественно электроны, испытавшие упругое рассеяние, т. е. на "хвосте" сигнальной "гауссоиды" в точке, отстоящей на величину нескольких значений дисперсии  $\sigma$  (например, при уровне дискриминации  $\approx 50$  а.у.; рис. 2), следует ожидать появления сигналов, связанных в основном с упругим отражением электронов. Важным здесь является следующее: реальное число приходящих электронов не должно превышать максимальной скорости счета, являющейся характеристикой данного детектора. Для того чтобы сохранить прежнюю измеряемую скорость счета при увеличении уровня дискриминации, необходимо увеличивать электронный ток на входе поляриметра. Очевидно, что при достижении некоторого тока, определяемого частотными параметрами связки детектор-предусилитель, система будет допускать просчеты статистически распределенных импульсов. Как следствие этого, на высоких уровнях дискриминации асимметрия должна сильно зависеть от измеряемой скорости счета.

На рис. 4 приведены зависимости асимметрии рассеяния от скорости счета для двух уровней дискриминации — рабочего и высокого. Заметим, что действительно, наблюдается значительная зависимость асимметрии от загрузки на высоком уровне дискриминации. Согласно нашим данным, измеряемая скорость счета на уровне дискриминации в 50 а.у. примерно в 500 раз меньше, чем на рабочем уровне в 25 а.у. при том же токе на входе поляриметра, поэтому максимально возможная скорость счета для уровня дискриминации в 50 а.у. равна  $5 \cdot 10^6 / 500 = 10^4$  counts/s.



**Рис. 4.** Зависимость асимметрии рассеяния для одного из каналов, как функция измеряемой скорости счета для двух уровней дискриминации 50 (1) и 25 а.у. (2) (рис. 2).



**Рис. 5.** Зависимость асимметрии рассеяния от уровня дискриминации для различных скоростей счета  $2 \cdot 10^5$  (1) и  $5 \cdot 10^3$  counts/s (2). Стрелкой на графике отмечено значение асимметрии, равное произведению  $P_0 \cdot S_{\text{eff theor}} = 0.35 \cdot 0.33 = 0.116$ .

На рис. 5 представлены зависимости асимметрии рассеяния как функции уровня дискриминации для различных скоростей счета. Видно, что для загрузки  $5 \cdot 10^3$  counts/s зависимость достигает насыщения при уровне дискриминации  $\geq 45$  a.u. Стрелкой показана точка, соответствующая произведению поляризации  $P_0 = 35 \pm 2\%$  на теоретическое значение функции Шермана, рассчитанное для данной геометрии прибора и энергии 60 kV,  $S_{\text{eff theor}} = 0.33$

$$A_{LR} = P_0 \cdot S_{\text{eff theor}} = 0.35 \cdot 0.33 = 0.116. \quad (4)$$

Полученное значение хорошо совпадает с экспериментально измеренной асимметрией при высоком уровне дискриминации.

Отсюда следует вывод, что данный метод экстраполяции измеряемой асимметрии рассеяния к высокому уровню дискриминации может быть использован для калибровки классических моттовских поляриметров, оснащенных поверхностно-барьерными детекторами, обладающими низким энергетическим разрешением. Для этого необходимо величину асимметрии, измеряемой при высоком уровне дискриминации (при достижении насыщения асимметрии), поделить на теоретическое значение функции Шермана, вычисленное для случая одноатомного рассеяния при данной энергии. Полученная величина будет равна поляризации исследуемого пучка электронов (формула (2)). Значения функции Шермана для различных энергий можно взять, например, из таблиц [13].

## Заключение

1. Разработан, испытан и откалиброван 60 kV компактный моттовский поляриметр. Максимальный габаритный размер прибора  $250 \times 480$  mm.

2. Использование конструкции, сочетающей сферическое ускоряющее поле и отсутствие задерживающего

потенциала после рассеяния электронного пучка, позволило создать прибор, обладающий высокой стабильностью измеряемой поляризации даже при изменениях положения и диаметра исследуемого пучка.

3. В результате оптимизации рассеивающего угла ( $118^\circ$ ) и использования ПБД с большим углом сбора ( $\approx 48^\circ$ ) показатель качества поляриметра  $\varepsilon = (I/I_0) \cdot (S_{\text{eff}})^2$  составил величину  $2.5 \cdot 10^{-4}$ .

4. Специально разработанные электронные схемы и оптимальное расположение преусилителей (в непосредственной близости к ПБД) позволили получить максимальную скорость счета электронов до  $5 \cdot 10^6$  counts/s.

5. Предложен новый способ калибровки классических моттовских поляриметров, оснащенных поверхностно-барьерными детекторами, обладающими низким энергетическим разрешением. Метод основан на экстраполяции измеряемой асимметрии к высокому уровню дискриминации.

Благодарим Ю.П. Яшина за предоставленные полупроводниковые кристаллы для источника поляризованных электронов.

Работа была выполнена в рамках Российской государственной программы "Поверхностные атомные структуры", проект № 95-1.23.

## Список литературы

- [1] *Mott N.F.* // Proc. R. Soc. Longon. 1929. Vol. 124. P. 425.
- [2] *Kessler J.* Polarized Electrons. New York: Springer, 1985.
- [3] *Gay T.J., Khakoo M.A., Dunning F.B.* et al. // Rev. Sci. Instr. 1992. Vol. 63. P. 114.
- [4] *Kirschner J., Feder R.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1008.
- [5] *Scheinfein M.R., Unguris J., Pierce D.T.* et al. // Rev. Sci. Instr. 1990. Vol. 61. P. 2501.
- [6] *Gay T.J., Dunning F.B.* // Rev. Sci. Instr. 1992. Vol. 63. P. 1635.
- [7] *Dunning F.B.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1994. Vol. A347. P. 152.
- [8] *Kalivaart M., O'Neill M.R., Riddle T.W.* et al. // Phys. Rev. 1978. Vol. B17. P. 1570.
- [9] *Gray L.G., Hart M.W., Dunning F.B.* et al. // Rev. Sci. Instr. 1984. Vol. 55. P. 88.
- [10] *Zhang X., Hsu H., Dunning F.B.* et al. // Phys. Rev. 1991. Vol. B44. P. 9133.
- [11] *Landolt M., Allenspach R., Mauri D.* // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. P. 3626.
- [12] *Getzlaff M., Bansmann J., Schönhense G.* // J. Mag. Mag. Mat. 1994. Vol. 131. P. 304.
- [13] *Holzwarth G., Meister H.J.* // Nucl. Phys. 1964. Vol. 59. P. 56.