

01;02;05

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4.5 МэВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ В КРЕМНИИ

© А. П. Лазарь

Институт физики твердого тела и полупроводников АН Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия
(Поступило в Редакцию 29 мая 1995 г.)

Проведено экспериментальное исследование малоуглового рассеяния электронов с энергией 4.5 МэВ, падающих на кристалл кремния 2 мкм под малыми углами к системе плоскостей {110}. Полученные результаты анализируются в рамках зонной модели поперечного движения частиц в кристалле. Показана определяющая роль локализованных квантовых состояний в формировании угловых распределений каналированных электронов.

Введение

Прохождение быстрой заряженной частицы вдоль системы низкоиндексных плоскостей или осей монокристалла характеризуется периодическим движением в плоскости, перпендикулярной направлению падения (эффект каналирования). Приближение непрерывного потенциала [1] позволяет заменить реальную систему кристалл + частица моделью одномерного или двумерного квазиатома, движущегося со скоростью налетающей частицы и обладающего квазидискретным спектром поперечной энергии. В диапазоне энергий 1–50 МэВ длина волны де Бройля, ассоциированная с поперечным движением каналированно-го электрона или позитрона, сравнима с межплоскостным расстоянием. В этом случае становятся существенными квантовые особенности взаимодействия частицы с кристаллом: зонная структура спектра поперечной энергии, ориентационная зависимость заселенности состояний поперечного движения, возможность радиационных переходов между ними.

К настоящему времени проведено большое число теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию характеристик излучения каналированных электронов и позитронов: его спектра, поляризации, интенсивности, связи с другими типами излучения. Были выявлены зависимости излучения от энергии падающих частиц, параметров кристаллической мишени и ее ориентации, тепловых колебаний атомов, рассеяния на электронах мишени [2,3]. Менее изученными

в экспериментальных соотношениях оказались вопросы, связанные с первичными ориентационными эффектами: прохождением и рассеянием частиц. В рассматриваемом диапазоне энергий можно указать на исследования прохождения электронов с энергией 15 МэВ [4], электронов и позитронов 56 МэВ [5], эксперименты по рассеянию на большие углы электронов 0.7 МэВ и малоуглового рассеяния электронов с энергией 1.4–5.2 МэВ [7–9].

При исследовании ориентационных эффектов принципиально важными являются вопросы о том, в каких квантовых состояниях поперечного движения будет находиться частица, падающая на кристалл под малым углом к заданному кристаллографическому направлению, и как изменяются вероятности нахождения ее в этих состояниях с увеличением длины пробега. Наиболее прямой экспериментальной методикой, позволяющей определять заселенности состояний, является измерение углового распределения частиц, прошедших через кристалл, так как каждое квантовое состояние поперечного движения обладает весьма характерным импульсным распределением.

В настоящей работе описана экспериментальная установка и представлены результаты исследования ориентационной зависимости малоуглового рассеяния электронов с энергией 4.5 МэВ при {110} плоскостном каналировании в кристалле кремния толщиной 2 мкм. Полученные распределения анализируются в рамках зонной модели поперечного движения частиц в кристалле.

Методы исследования

Измерения проводились на установке (рис. 1), созданной на базе ускорителя электронов ЭЛУ-4. Это — линейный ускоритель, имеющий следующие технические характеристики: диапазон регулирования энергии 3–5 МэВ, длительность импульса тока 5 мкс, частота следования импульсов 200 Гц, средний ток до 1 мА, расходимость внутреннего пучка 0.2–0.3°, немоноэнергетичность 5–10%, диаметр 5–10 мм.

При малоугловом рассеянии каналированных электронов характерным угловым масштабом является значение угла Брэгга. В рассмат-

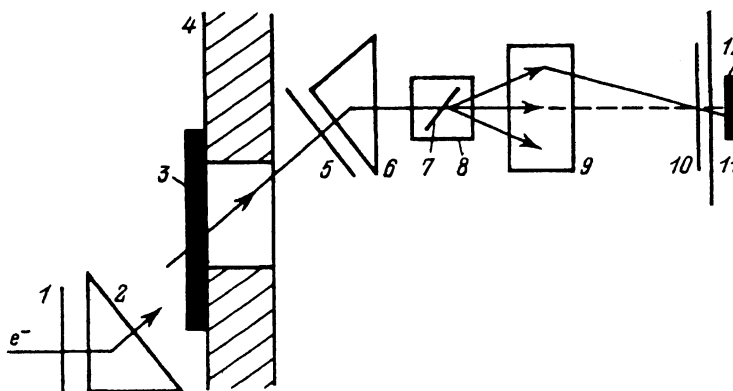


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (не в масштабе).

1, 5, 10 — коллиматоры; 2 — поворотный магнит на 30°; 3 — свинцовая защита; 4 — бетонная стена; 6 — поворотный магнит на 20°; 7 — кристалл; 8 — трехосевой гониометр; 9 — блок углового развертки; 11 — майларовое окно; 12 — ионизационная камера

риваемом случае $\varphi_B = 0.037^\circ$, что вызвало необходимость существенно улучшить параметры зондирующего пучка и использовать при измерении методику с высоким угловым разрешением. С этой целью формировался моноэнергетичный пучок электронов с малой расходимостью и малыми поперечными размерами и обеспечивалась регистрация рассеянных электронов с высоким пространственным разрешением.

Приведем основные условия эксперимента. Предварительная коллимация пучка осуществлялась на входном коллиматоре установки. Поворотный магнит на 30° и выходной коллиматор формировали пучок электронов с расходимостью и немоноэнергетичностью не более 0.01° FWHM и 0.1% соответственно. Средний ток пучка после тракта коллимации и сепарации по энергии составлял 0.5 нА. Для очистки от тормозного фона и рассеянных электронов, возникающих на входном коллиматоре, использовался 20° -ный поворот, после которого сформированный пучок электронов подавался в камеру рассеяния. Форма наконечников поворотного магнита обеспечивала необходимую корректировку расходимости пучка в горизонтальной плоскости. Мишень устанавливалась в трехосевом гониометре, обеспечивающем точность вращения 0.01° в горизонтальной и вертикальной плоскостях и 0.1° в азимутальной плоскости. Сечение пучка на мишени не превышало 0.5 мм.

В качестве детектора рассеянных электронов использовалась импульсная ионизационная камера, работающая в режиме полного сбора заряда. Она отделялась от вакуумной системы установки тонким майларовым окном. Угловая апертура детектора задавалась коллиматором и была меньше 0.02° . Сигнал от тормозных γ -квантов, возникающих при коллимации пучка рассеянных электронов, не превышал уровня шумов системы регистрации. Показания детектора нормировались на сигнал монитора, расположенного в конце тракта формирования пучка в одном блоке с выходным коллиматором. Работа гониометра, блока угловой развертки (см. ниже), электроники системы регистрации осуществлялась под управлением персонального компьютера. Второй компьютер управлял режимами работы ускорителя и стабилизировал параметры выходного пучка.

В принципе регистрация частиц, рассеянных вперед внутри некоторого телесного угла, может осуществляться двояко: либо с помощью подвижного, либо неподвижного детектора, установленного коаксиально с падающим пучком. В данной установке реализован последний вариант. Для этой цели использовался блок угловой развертки, размещенный сразу за камерой рассеяния. Он представляет собой два соосных соленоида прямоугольного сечения, укрепленных по разные стороны электропровода, прозрачного для магнитного поля. Блок можно вращать на 360° вокруг оси электропровода, задавая тем самым плоскость углового сканирования рассеянных частиц. Калибровка блока производилась без кристалла с помощью кольцевого цилиндра Фарадея, установленного в плоскости коллиматора рассеянных электронов (на рисунке не показан). Понятно, что дополнительная погрешность в измерении угла рассеяния приходится на неоднородность магнитного поля соленоидов для различных траекторий частиц и немоноэнергетичность пучка рассеянных электронов. В рассматриваемом случае этими факторами можно было пренебречь. Как показали измерения, данная методика регистрации обеспечила угловое разрешение 0.02° FWHM.

Кристаллические мишени толщиной 1–5 мкм изготавливались методом электрохимического травления специальным образом приготовленных эпитаксиальных структур в 5%-ном растворе плавиковой кислоты [10]. Они представляли собой подложки n^+ -типа с ориентацией (111), удельным сопротивлением 0.01 Ом·см и толщиной 250 мкм, на которые была нанесена эпитаксиальная пленка n -типа с удельным сопротивлением 1 Ом·см. В подложке затравливался “колодец” диаметром 5–10 мм. Спад тока примерно на порядок служил индикатором выхода на пленку и окончания процесса травления. Толщина получаемых образцов измерялась на ИК спектрометре по осцилляциям интенсивности прошедшего луча с изменением его длины волны.

Результаты и их обсуждение

Предварительное ориентирование кристалла осуществлялось по кривным прохождению, полученным при его угловом сканировании в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. При этом совпадение направления падения пучка с кристаллографической плоскостью или осью приводит к резкому увеличению выхода процессов, требующих малых прицельных параметров, и, как следствие, сопровождается уменьшением выхода электронов, рассеянных в прямом направлении. Построив карту кристалла, легко идентифицировать все плоскости и определить их положение относительно осей вращения гониометра.

На рис. 2 представлены измеренные угловые распределения рассеянных электронов после прохождения кристалла кремния 2 мкм для двух углов ϑ падения пучка относительно $\{110\}$ плоскостей. Обе кривые нормированы на интенсивность центрального пика для случая параллельного падения. Нуль на оси углов рассеяния φ соответствует направлению падения электронов. Угол рассеяния приведен в единицах угла Брэгга ($\varphi_B = 0.037^\circ$). Экспериментальные точки соединены для наглядности прямыми линиями.

При $\vartheta = 0$ (а) наблюдается трехпиковая структура углового распределения с максимумами при $\varphi = 0$ и $\pm 2\varphi_B$. Амплитуда двух боковых пиков при $\varphi = \pm 4\varphi_B$ очень мала. Для ориентации $\nu = 2.5\varphi_B$ (б) имеются четыре явно выраженных максимума на углах $\varphi = -2\varphi_B, 0, 2\varphi_B$ и $4\varphi_B$. Помимо изменения числа пиков произошло и заметное перераспределение их интенсивностей. Подобная эволюция угловых распределений характерна для всего исследованного диапазона углов падения: положение максимумов рассеяния относительно падающего пучка кратно $2\varphi_B$, их интенсивность существенно зависит от величины разориентации кристалла.

В исследуемом диапазоне углов падения основной вклад в формирование угловых распределений вносят локализованные (сильно связанные с плоскостью) состояния зонного спектра поперечных энергий, как подбарьерные, так и первое надбарьерное. Их количество можно оценить с помощью выражения [9]

$$n = \frac{d}{\pi c \hbar} \sqrt{EV_a/2} + 1, \quad (1)$$

где E — полная энергия электрона, V_a — амплитуда межплоскостного потенциала, c — скорость света, \hbar — постоянная Планка.

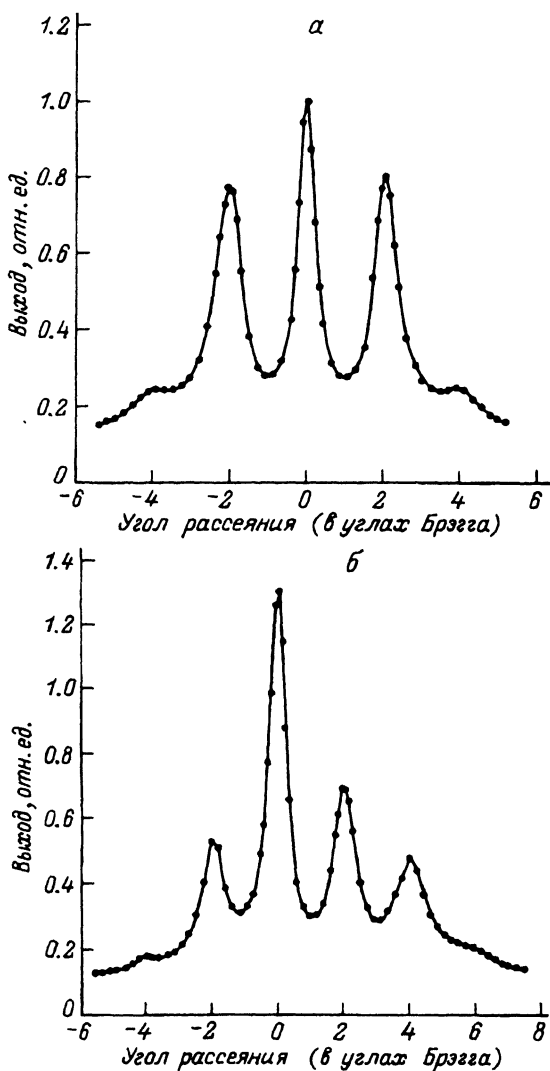


Рис. 2. Угловые распределения рассеянных электронов с энергией 4.5 МэВ после прохождения кристалла кремния толщиной 2 мкм для двух углов падения пучка относительно {110} кристаллографических плоскостей.

Согласно [9], число экспериментально наблюдаемых пиков в картине рассеяния удовлетворяет условию $N \leq 2n - 1$. Видно, что данное соотношение полностью согласуется с экспериментом, так как в рассматриваемом случае $n = 3$.

Эквидистантное расположение пиков рассеянных электронов есть прямое следствие того, что движение частицы в кристалле можно описать с помощью усредненного периодического потенциала. Как известно, собственные функции уравнения Шредингера с периодическим потенциалом являются функциями Блоха, а его общее решение дается их суперпозицией. В одномерном случае, соответствующем плоскостному каналированию, волна Блоха для зоны n с точностью до нормиро-

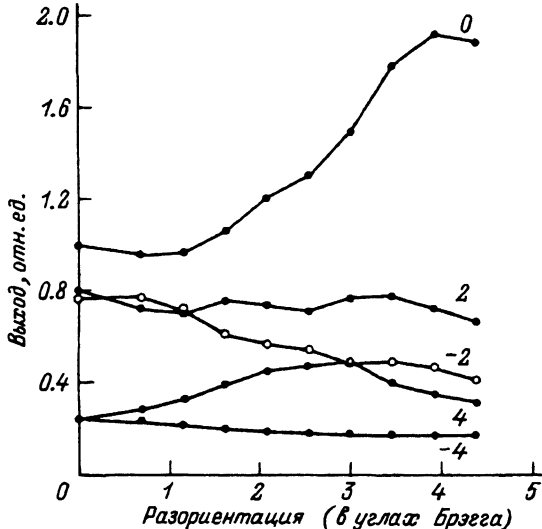


Рис. 3. Зависимости амплитуд максимумов угловых распределений рассеянных электронов от угла разориентации кристалла.

Обозначения кривых соответствуют положениям максимумов в углах Брэгга относительно падающего пучка. Кристалл кремния толщиной 2 мкм, направление {110}, энергия электронов 4.5 МэВ.

вочного множителя может быть представлена в виде

$$\Psi_{nk}(x) = \exp(ikx)\psi_{nk}(x), \quad (2)$$

где k — приведенный квазиимпульс; $\psi_{nk}(x)$ — периодическая функция с периодом, равным межплоскостному расстоянию d .

Функция $\psi_{nk}(x)$ может быть разложена в ряд Фурье по векторам обратной решетки τ , поэтому равенство (2) переходит в

$$\Psi_{nk}(x) = \sum_{\tau} a_{nk}(\tau) \exp[i(k + \tau)x], \quad (3)$$

где $\tau = 2\pi l/d$ (l — целое число, изменяющееся от $-\infty$ до $+\infty$); $a_{nk}(\tau)$ — амплитуды соответствующих плоских волн.

На поверхности кристалла волновая функция и ее первая производная должны быть непрерывными в продольном направлении. Из этого следует, что общее решение, описывающее волну в кристалле, содержит функции Блоха с такими k , для которых $(k + \tau_0)\hbar = p_{\perp}$, где τ_0 — некоторый вектор обратной решетки, p_{\perp} — поперечная составляющая импульса падающего электрона. Поэтому, согласно (3), оно может быть представлено в виде суперпозиции плоских волн с поперечными импульсами $p_{\perp} + (\tau - \tau_0)\hbar$. Вследствие граничных условий на задней поверхности за кристаллом должны распространяться плоские волны с такими же поперечными импульсами. Другими словами, рассеяние частиц происходит в направлениях, отстающих от направления бросания на углы, кратные $2\varphi_B$.

На рис. 3 показаны зависимости амплитуд максимумов угловых распределений рассеянных электронов от величины разориентации {110}

плоскостей кристалла относительно пучка. Кривая 0 относится к пучку в направлении падающего пучка, 2 — отстоящему от него на угол $2\varphi_B$, и т.д. Данные нормированы аналогично результатам на рис. 2. Очевидно, что наблюдаемые изменения амплитуд пиков обусловлены изменением характера взаимодействия быстрых электронов с кристаллом: при разных углах разориентации реализуется преимущественное заселение разных состояний зонного спектра поперечного движения каналированных частиц.

В пренебрежении интерференционными эффектами полное угловое распределение электронов за кристаллом представляет линейную комбинацию угловых распределений заселенных состояний зонного спектра. Вес каждого отдельного распределения равен его результирующей заселенности и может быть определен через решение соответствующих кинетических уравнений, описывающих перераспределение частиц по состояниям поперечного движения вследствие различного рода процессов, не учитываемых приближением непрерывного потенциала. Заменяя в первом приближении результирующую заселенности начальными, можно сравнить теоретические распределения с измеренными и оценить роль эффектов деканализирования в рассматриваемом процессе. Результирующие заселенности можно и определить, варьируя их значения и добываясь наилучшего согласия с экспериментом. Результаты такого исследования будут представлены в отдельной публикации.

Таким образом, проведено экспериментальное исследование ориентационной зависимости малоуглового рассеяния электронов с энергией 4.5 МэВ, проходящих через 2 мкм кристалл кремния вдоль $\{110\}$ кристаллографических плоскостей. По числу и местоположению максимумов интенсивности рассеянных электронов полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями, сделанными в рамках зонной модели поперечного движения частиц в кристалле, и показывают определяющую роль локализованных квантовых состояний в формировании угловых распределений каналированных электронов. Используемая методика исследования прохождения быстрых электронов через тонкие кристаллические мишени обеспечивает высокие угловые разрешения и точность регистрации, что позволяет проводить количественное сравнение экспериментальных результатов с данными теоретического анализа.

Автор выражает благодарность А.Н.Яшину за помощь в работе.

Список литературы

- [1] Lindhard J. // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1965. Vol. 34. N 14. P. 1-64.
- [2] Огнев Л.И. // УФН. 1988. Т. 154. № 4. С. 691-702.
- [3] Базылев В.А., Жеваго Н.К. // УФН. 1990. Т. 160. № 12. С. 47-90.
- [4] Schiebel U., Worm E. // Phys. Lett. 1976. Vol. A58. N 4. P. 252-254.
- [5] Klein R.K., Kephart J.O., Pantell R.H. et al. // Phys. Rev. 1985. Vol. B31. N 1. P. 68-92.
- [6] Andersen J.U., Andersen S.K., Augustyniak W.M. // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1977. Vol. 39. N 10. P. 1-58.
- [7] Воробьев С.А., Нурмагамбетов С.В., Каплин В.В. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 359-367.
- [8] Gridnev V.I., Kaplin V.V., Khlabutyn V.G. et al. // Phys. Stat. Sol. 1987. Vol. B142. N 1. P. 49-65.
- [9] Воробьев С.А., Гриднев В.И., Розум Е.И. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. Вып. 7. С. 1921-1930.
- [10] Dijk H.J.A., Jonge J. // J. Electrochem. Soc. 1970. Vol. 117. N 4. P. 553-554,