

- [9] Б е р е г о в А.С. - Изв. Вузов, Сер. Радиоэлектроника, 1984, т. 27, № 10, с. 9-16.
- [10] G l a s s H.L. - Mat. Res. Bull., 1983, v. 7, p. 385-396.
- [11] С у х а р е в А.Г., М а р я х и н А.В. В кн.: Проблемы совершенствования устройств и методов приема, передачи и обработки информации. Тезисы докладов, М., 1988, с. 40-41.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
5 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
4 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

ПРОХОЖДЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ПЕРИОДИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫЙ МОНОКРИСТАЛЛ

М.М. Г у к е т л о в, М.А. К у м а х о в

Как было впервые показано экспериментально [1], изогнутый монокристалл обладает способностью захватывать заряженные частицы в режим связанного движения с кристаллографическими плоскостями или осями при углах ориентации частиц на входе в кристалл больше критического угла Линдхарда $\psi_{кр}$. Захват происходит в объеме кристалла, в области, где направление движения частицы совпадает с касательной к изогнутой кристаллографической плоскости.

В настоящей работе методом компьютерного моделирования траекторий заряженных частиц исследовано с учетом объемного захвата прохождение ультрарелятивистских электронов вдоль атомных плоскостей в кристаллической решетке, модулированной возбуждением стоячих поперечных ультразвуковых колебаний. Получены толщинные зависимости углового распределения всего пучка и числа частиц, находящихся в различных режимах движения в кристалле. Обнаружен эффект заметного увеличения угловой плотности частиц пучка, движущихся в связанных состояниях с атомными.

Рассматривалось прохождение пучка электронов с энергией $E = 1$ Гэв и угловой расходимостью $\theta = 20 \psi_{кр}$ вдоль атомных плоскостей (110) монокристалла кремния толщиной $L = 500$ мкм. Полагалось, что вдоль направления движения (ось Z) установились ультразвуковые стоячие поперечные волны, которые смешают атомные плоскости в направлении Y , перпендикулярному оси Z , на величину $Y(Z) = A \sin(2\pi Z/\lambda)$, где A - амплитуда колебаний, λ - длина ультразвуковой волны. Пучок направлялся под углом $\psi_z = 0$ к плоскостям (110), где ψ_z - угол между направлением движения частицы в кристалле и осью Z .

Частицы, направление движения которых относительно оси Z лежит в угловом интервале $(-\varphi_{max}, \varphi_{max})$, могут неоднократно захватываться в один из режимов связанного движения за счет периодичности изгиба атомной плоскости и объемного захвата. Здесь $\varphi_{max} = 2\pi A/\lambda$ - максимальный угол изгиба атомной плоскости ультразвуковой волной и при значениях $A = 300 \text{ \AA}$ и $\lambda = 100 \text{ мкм}$ составляет $10 \varphi_{кр}$. Захват частиц в связанное состояние с атомной плоскостью происходит в некоторой области кристалла ZT , где угол между направлением движения частицы $\varphi_Z(ZT)$ и направлением касательной к изогнутой плоскости в данной точке $\alpha(ZT) = \arctg((2\pi A/\lambda) \cos(2\pi ZT/\lambda))$ меньше критического угла Линдхарда $|\varphi_Z(ZT) - \alpha(ZT)| < \varphi_{кр}$. Тип связанного движения (чисто связанное или квазисвязанное) определяется значением энергии поперечного движения частицы относительно плоскости. Движение частиц, не испытывающих влияния атомных плоскостей, рассматривалось как движение в неориентированном кристалле.

При моделировании траекторий частиц, участвующих в связанном движении, решаются обычные классические уравнения движения с учетом релятивистской массы в эффективном потенциале изогнутой плоскости

$$U_{эфф}(Y, Z) = U(Y) + EK(Z)Y, \quad (1)$$

где $U(Y)$ - непрерывный потенциал недеформированной плоскости, $K(Z) = Y''(Z)/(1+(Y'(Z))^2)^{3/2}$ - кривизна изогнутой плоскости, Y - расстояние от плоскости. За счет второго центробежного члена в выражении (1) периодически по Z меняются параметры эффективной потенциальной ямы, влияющие как на эффективность захвата, так и на сам процесс связанного движения. Для упрощения расчетов, связанных с необходимостью многократного нахождения меняющихся параметров ямы вдоль одной траектории, в качестве $U(Y)$ использовался потенциал Пёшля-Теллера [2], который хорошо аппроксимирует усредненные по тепловым колебаниям плоскостные потенциалы для электронов [3].

Влияние многократного рассеяния на траектории частиц учитывалось во всех трех режимах движения. Для связанного и квазисвязанного движения электронов среднеквадратичные углы многократного рассеяния брались в виде суммы двух частей, соответствующих рассеянию на электронах и тепловых колебаниях ядер плоскости:

$$(\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z}) = (\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z})_e + (\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z})_T. \quad (2)$$

В приближении малых углов рассеяния электронный вклад в многократное рассеяние при больших энергиях можно считать пропорциональным электронной плотности в канале $n(Y)$ [3]:

$$(\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z})_e = (4\pi e^4 N Z L e / E^2) n(Y), \quad (3)$$

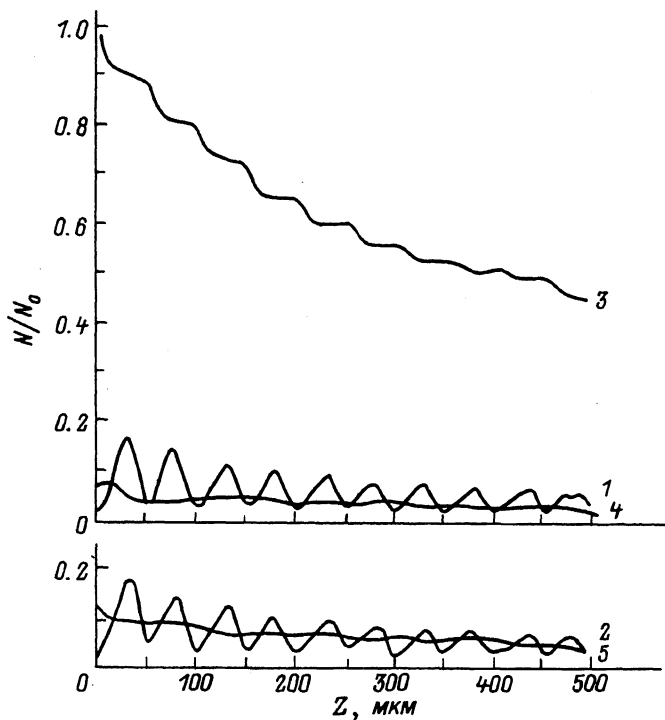


Рис. 1. Зависимость доли электронов $E = 1$ Гэв различных фракций пучка от глубины проникновения в кристалл (110) кремния: $\theta = 20 \psi_{KP}$, $L = 500$ мкм.

где N - плотность атомов в кристалле, Z - порядковый номер атомов, Le - кулоновский логарифм. Для описания рассеяния на ядрах использовалось приближение Оцуки [4]:

$$(\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z})_T = (\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z})_\alpha P_n(y), \quad (4)$$

$$(\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z})_\alpha = (1/L_R) (E_S/E)^2, \quad (5)$$

$$P_n(y) = (dp/\sqrt{2\pi u_1^2}) \exp(-y^2/2u_1^2). \quad (6)$$

Здесь $(\overline{\Delta\theta^2/\Delta Z})_\alpha$ - среднеквадратичный угол многократного рассеяния в аморфной среде, который использовался при моделировании неориентированного движения частиц в кристалле; $E_S = 21$ МэВ - константа многократного рассеяния; L_R - радиационная длина; $P_n(y)$ - распределение атомов плоскости по амплитудам тепловых колебаний; u_1 - среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов.

На рис. 1 представлены зависимости числа частиц различных фракций пучка в зависимости от глубины проникновения в кристалл. Для связанных (кривая 1) и квазисвязанных (кривая 2) электронов

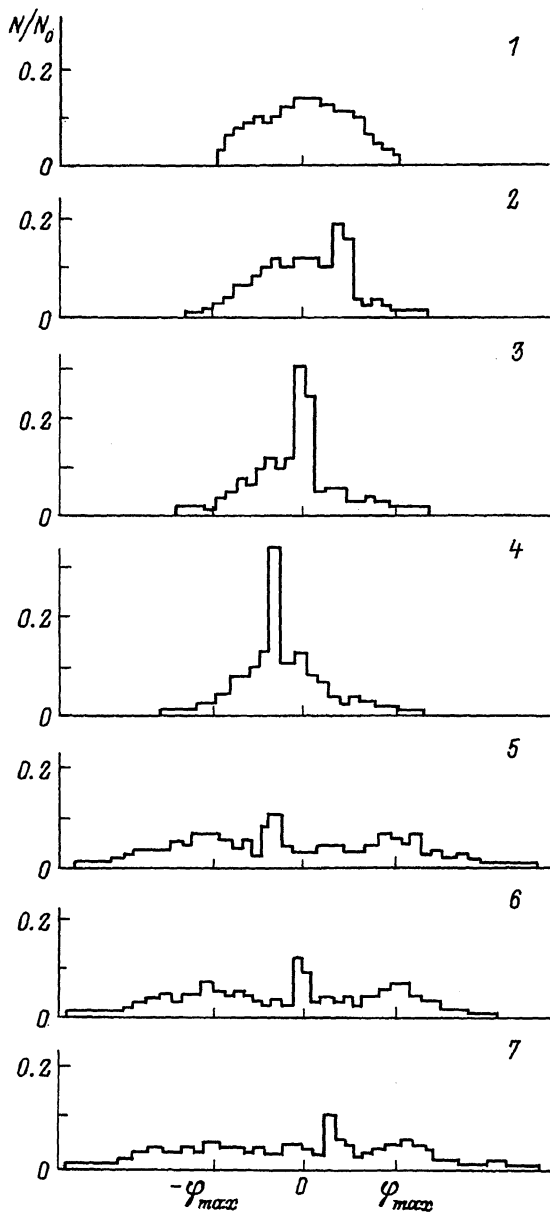


Рис. 2. Угловые распределения электронов $E = 1$ Гэв на различных глубинах кристалла (110) кремния: Z , мкм: 1 - 0, 2 - 20, 3 - 25, 4 - 30, 5 - 470, 6 - 475, 7 - 480.

эти зависимости испытывают осцилляции по глубине с периодом, совпадающим с полуволной возбужденных в кристалле стоячих волн. Затухание этих осцилляций с глубиной связано с процессами многократного рассеяния, приводящими к увеличению поперечной энергии частиц и к дальнейшему их выходу из режима связанного движения. Кривые 4 и 5 описывают поведение соответствующих фракций пучка в недеформированном кристалле при тех же условиях падения частиц на кристалл. Из сравнения кривых 1 и 4 видно, что в периодически деформированном кристалле число связанных движущихся частиц всегда больше, чем в недеформированном, а на глубинах, соответствующих максимумам на кривой 1, почти вдвое. Кривая 3 описывает число частиц пучка, направление движения которых по мере прохождения через кристалл остается в угловом интервале $(-\varphi_{max}, \varphi_{max})$, поэтому еще способных захватиться в состояние связанного движения с атомными плоскостями. Периодически повторяющиеся спады на этой кривой также обусловлены выбыванием частиц из связанного движения, но на глубинах, кратных $\lambda/2$, где $|\varphi_z| \approx \varphi_{max}$, поскольку только в этих местах возможен заметный уход частиц из указанного углового интервала. Как видно, на выходе из кристалла доля частиц, способных еще захватиться в режим связанного движения, составляет почти 0.45, что дает значительные преимущества перед недеформированным кристаллом.

На рис. 2 приведены толщинные зависимости распределения частиц пучка по углам φ_z . Положение наблюдаемых на всех гистограммах максимумов приходится на углы, соответствующие углам изгиба атомных плоскостей на этих глубинах. Поэтому имеющий место эффект увеличения угловой плотности относится именно к связанно движущейся фракции пучка. Появление этого эффекта объясняется повышением интенсивности объемного захвата по всей глубине кристалла за счет его периодической деформации и соответствующим подбором длины волны λ и энергии частиц.

Таким образом, можно заключить, что при движении заряженных частиц с большими энергиями в периодически деформированных кристаллах заметно увеличиваются толщины, на которых еще ощутим вклад связанно движущихся с изогнутыми атомными плоскостями частиц в различные процессы, сопровождающие прохождение пучков через кристаллы. При этом имеет место эффект увеличения угловой плотности пучка частиц, который коррелирует с периодической деформацией кристалла ультразвуковой волной.

Л и т е р а т у р а

- [1] Андреев В.А., Баублис В.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, № 9, с. 340-343.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. - Квантовая механика. М.: Наука, 1974, 752 с.
- [3] Кумахов М.А. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоиздат, 1986. 160 с.

[4] О ц у к и Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985. 277 с.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
19 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫЙ ДИОД $Cr-SiC$ - ФОТОДЕТЕКТОР УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Р.Г. В е р е н ч и к о в а, В.И. С а н к и н

Создание твердотельных фотоприемников с высокими значениями пороговой чувствительности и быстродействия в УФ-области спектра является насущным требованием современной техники [1]. Используемые в настоящее время полупроводниковые материалы не в полной мере обеспечивают эффективную работу таких фотоприемников в области длин волн 200–300 нм. По ряду свойств карбид кремния гексагональной модификации выгодно отличается в этом отношении от других материалов. Кроме известной высокой радиационной стойкости этого материала [2], он обладает необходимыми спектральными характеристиками. Согласно [3], в области спектра 250–350 нм коэффициент поглощения SiC меняется от 10^3 см⁻¹ до $5 \cdot 10^4$ см⁻¹. Для других известных полупроводников величина поглощения на коротковолновой границе указанной области превышает 10^5 см⁻¹, что затрудняет получение высокой квантовой эффективности из-за существенных потерь, вызванных поверхностной рекомбинацией.

В работах [4, 5] показана возможность детектирования УФ-излучения карбид-кремниевыми р-п-переходами, а в работе [6] приведены спектральные характеристики и фоточувствительность барьеров Шоттки на основе 6H-SiC. Следует отметить, что спектральные характеристики фоточувствительности приборов с р-п-переходами (в силу расположения области объемного заряда на некотором расстоянии от поверхности) имели резкий спад уже в районе около 300 нм. Как отмечалось выше, фоточувствительность 6H-SiC ($E_g = 3.07$ эВ) должна быть высокой и в области $\lambda \leq 300$ нм. Кроме того, еще более коротковолновой границы можно достигнуть с помощью фотоприемника на основе 4H-SiC, ширина запрещенной зоны которого на $\Delta E_g = 0.19$ эВ больше, чем в 6H-SiC. Конечно, и в ФД с р-п-переходом можно добиться расширения чувствительности в коротковолновую область за счет создания тонких слоев между ООЗ и освещаемой поверхностью. Однако это сопряжено с решением достаточно непростой технологической задачи.

Цель данной работы заключалась в создании и исследовании фотодиода с барьером Шоттки на основе карбида кремния. Заметим, что ООЗ барьера Шоттки находится вблизи поверхности, т.е. отсут-