



УДК 539.1

*В.В. Дубов, В.В. Кораблев, М.Ш. Сугаипов***РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПОВЕРХНОСТЬЮ  
ПОЛУПРОВОДНИКА С ЕСТЕСТВЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ***V.V. Dubov<sup>1</sup>, V.V. Korablev<sup>2</sup>, M.S. Sugaipov<sup>3</sup>*<sup>1, 2</sup> St. Petersburg State Polytechnical University,  
29 Politekhnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia<sup>3</sup> Chechen State University,  
32 A. Sheripov St., Grozny, Chechen Republic, 364907, Russia**RESONANCE ELECTRON SCATTERING BY THE SURFACE  
OF SEMICONDUCTOR WITH THE NATURAL NONUNIFORMITIES**

Рассмотрено влияние естественных неоднородностей поверхности полупроводника на характеристики поверхностного резонансного рассеяния электронов промежуточных энергий. Анализ проводился как для случая неполяризованных налетающих на твердое тело частиц, так и для поляризованных электронов. Показано, что процессы резонансного поверхностного рассеяния являются чувствительными к неоднородностям поверхностного потенциала. Поэтому при исследовании поверхностных резонансов в общем случае необходимо также учитывать влияния естественных неоднородностей на наблюдаемые зависимости и эффекты.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ. ПОЛУПРОВОДНИК. ЕСТЕСТВЕННЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ.

The effect of different types of natural nonuniformities of the semiconductor surface on the characteristics of the surface resonance scattering of electrons at intermediate energies has been considered. Analysis was conducted both for the case of the nonpolarized particles and for the polarized electrons. It was shown that the processes of resonance surface scattering were sensitive to nonuniformities of surface potential. Therefore with a study of surface resonances in the general case it is also necessary to consider the effects of natural nonuniformities on the observed dependences and results.

SURFACE RESONANCE. ELECTRON SCATTERING. SEMICONDUCTOR. NATURAL NONUNIFORMITIES.

Физические процессы вблизи поверхности играют важную роль в многочисленных задачах физики, полупроводниковых технологиях, в том числе наноэлектронике. На исследованиях таких взаимодействий базируются современные методы контроля поверхности. Электронные пучки являются одним из самых эффективных инструментов детального изучения поверхности и приповерхностной области твердого тела на атомарном уровне. Чувствительность метода может значительно повышаться в случае резонансного рассеяния частиц. Естественные неоднородности, существующие вблизи поверхности полупроводников, оказывают важное

влияние на процессы рассеяния электронов вблизи этой поверхности. Мы рассмотрим это влияние как для случая неполяризованных частиц, налетающих на твердое тело, так и для поляризованных электронов.

**Резонансные поверхностные состояния**

Рассмотрим взаимодействие с кристаллическими твердыми телами внешних электронов, обладающих энергией  $E$ , не превышающей, как правило, 100 эВ. В экспериментальных исследованиях по мере развития техники, при достижении разрешения аппаратуры по энергии порядка 10 мэВ, а по углу  $-1^\circ$ , на энергетиче-

ских спектрах электронов, упруго отраженных от кристаллов, стали наблюдаться новые тонкие структуры.

Часть особенностей этой тонкой структуры коррелирует с энергией возникновения поверхностных дифракционных пучков, проявляясь вблизи энергетических порогов при энергиях, чуть меньше пороговых. Такие структуры оказались чувствительными к адсорбции газов на поверхности, быстро уменьшаясь при неупорядоченной адсорбции. Как выяснилось, эти структуры возникают в результате резонансного взаимодействия электронов с поверхностью твердого тела. Поверхностные резонансы обусловлены квазистационарными электронными поверхностными состояниями. Последние могут быть связаны с обрывом периодического потенциала твердого тела вблизи его поверхности (в случае поверхностных таммовских состояний), либо, в большинстве случаев, определяются приповерхностным потенциалом сил изображения электрона.

Поверхностные резонансные состояния второго типа не связаны прямо с внутрикристаллической структурой твердого тела. Они, например, могут существовать также и на поверхностях жидких фаз. В использовавшихся моделях рассматривался электрон, движущийся вдоль поверхности, а его нормальное по отношению к плоскости поверхности движение ограничивалось, с одной стороны, потенциалом сил изображения, а с другой – внутренним потенциалом твердого тела. В работах авторов данной статьи [1, 2] показано, что, вообще говоря, последнее разделение потенциала на две части – вблизи поверхности со стороны вакуума и в приповерхностной области твердого тела – не полностью отражает реальную ситуацию. Следует рассматривать единый потенциал, имеющий асимптотиками при нормальном удалении в обе стороны от поверхности две упомянутые части потенциала: потенциал изображения и внутрикристаллический потенциал.

Качественное отличие рассматриваемых резонансов от общеизвестных атомных или ядерных резонансов заключается в том, что в атомном случае рассеяние происходит на трехмерном центральном потенциале. В нашем же случае рассеяние идет на одномерном несимметричном приповерхностном потенциале. Важ-

но также, что при этом энергия первичного электрона определенным образом перераспределяется между двумя составляющими: энергией движения, нормального к поверхности, и энергией движения вдоль поверхности.

Описываемый эффект впервые заметил Макрей [3] и подробно исследовал его в работе [4]. При рассматриваемом резонансном рассеянии электрон длительное время находится вблизи поверхности твердого тела. Рассеяние происходит при определенных значениях параметров, характеризующих движущийся электрон. Такие поверхностные состояния возникают в ограниченном интервале значений энергии  $E$  и тангенциальной составляющей  $k_{\parallel}$  волнового вектора электрона. Наглядно это можно пояснить следующим образом. При достаточно малых энергиях первичных электронов, падающих на твердое тело, в экспериментах будет наблюдаться только  $(0, 0)$ -пучок, отраженный от поверхности. С увеличением энергии электронов радиус сферы Эвальда увеличивается и приближается к стержню (или стержням) обратной двумерной решетки кристалла. Вблизи значений энергии, когда стержни обратной решетки касаются сферы Эвальда, имеет место наблюдаемый в экспериментах порог возникновения дифракционного пучка (или пучков) более высокого порядка. Безусловно, что такое кинематическое приближение, используемое в качестве иллюстрации, не дает корректного описания физической картины изучаемого явления. Теоретическое описание следует проводить, и оно проводится, в динамическом приближении.

Особый интерес представляет ситуация, когда стержни обратной решетки, не касаясь сферы Эвальда, проходят вблизи нее. Запишем полную энергию внешней частицы в виде:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m}, \quad (1)$$

где  $E_n$  – энергия поперечного движения электрона,  $k_{\parallel}$  – тангенциальная компонента волнового вектора электрона.

Если вблизи поверхности кристалла величина энергии поперечного движения электрона будет отрицательной, то промежуточное рассеянное состояние может реализовываться



в рассматриваемой ситуации, когда стержни обратной решетки проходят вблизи, но вне сферы Эвальда. При этом в рассеянном резонансном состоянии волновые векторы  $\mathbf{k}_{0g}$  и  $\mathbf{k}_{0g}'$  могут либо полностью совпадать, либо быть почти коллинеарными.

Именно такая ситуация, которая может возникать при движении частицы вблизи поверхности твердого тела в его приповерхностном потенциале, и реализуется при поверхностном резонансном рассеянии. В полном потенциале могут существовать связанные состояния частицы. Это связано с тем, что энергетические уровни поперечного движения частицы в приповерхностном потенциале лежат ниже уровня вакуума. При захвате в связанные состояния происходит перераспределение энергии электрона между энергией поперечного и тангенциального движения так, что энергия тангенциального движения возрастает. Захватываясь на такой уровень, электрон увеличивает величину модуля тангенциальной компоненты своего волнового вектора. Это связано с существованием механизма, действующего в следующем направлении. Падающий на кристалл электрон воспринимает вектор обратной поверхностной решетки, который при поверхностной дифракции лежит в плоскости этой решетки, и нормальная составляющая кинетической энергии уменьшается. Это уменьшение нормальной составляющей приводит, при неизменной полной энергии, к захвату электрона, испытавшего поверхностную дифракцию, в связанное состояние, которое отвечает одному из энергетических уровней, существующему в приповерхностном потенциале вещества.

Таким образом, внешняя частица может захватиться в приповерхностное состояние даже в том случае, если ее энергия  $E$  меньше порогового значения  $E_{th}$  возникновения нового дифракционного пучка. Вероятность такого захвата определяется конкретным видом приповерхностного потенциала. С этим связана особая роль определения приповерхностного потенциала твердого тела в теории поверхностного резонансного рассеяния. В то же время вышеизложенное позволяет использовать такое рассеяние как уникальный инструмент для детального исследования формы приповерхност-

ного потенциального барьера, в том числе с помощью решения обратной задачи теории рассеяния. Как и любой иной резонанс, поверхностное резонансное рассеяние оказывается особо чувствительным к точности выполнения резонансных условий и, тем самым, к наличию и характеристикам естественных неоднородностей приповерхностной потенциальной энергии.

На форме приповерхностного потенциала, в том числе потенциала сил изображения, непосредственно вблизи поверхности твердого тела сказываются дисперсия поляризуемости среды, квантовый обмен и корреляционные эффекты. В работах авторов данной статьи [5–8] было показано, что в случае полупроводниковых материалов поляризуемости собственных электронов полупроводника, находящихся на самой поверхности вещества, достаточно для создания приповерхностного потенциала сил изображения непосредственно вблизи поверхности, с помощью которого можно корректно описать процесс рассматриваемого резонансного рассеяния.

При экспериментальных наблюдениях описанный эффект приводит к тому, что на результирующих интенсивностях отраженных электронов появляются осцилляции, соответствующие ридберговской серии энергий, сходящейся к значению энергии порога возникновения нового дифракционного пучка.

Величины ширин энергетических уровней таких ридберговских серий будут соответствовать не очень большим временам жизни этих состояний. Волновые функции поверхностных резонансных состояний часто «перекрываются» с волновыми функциями блоховских состояний, выступающими за границу твердого тела. Это приводит к сильному затуханию состояний, связанных с потенциалом сил изображения. В то же время для поверхностных состояний время жизни относительно неупругих соударений будет больше, чем в случае объемных состояний с такой же энергией. Время жизни поверхностного резонансного состояния будет увеличиваться, если энергия поверхностного резонанса лежит в области энергий, соответствующей запрещенной энергетической зоне Бриллюэна. Также более резкими будут резонансы для поверхностных состояний, локали-

зованных на некотором расстоянии от поверхности в вакуум. Это, например, имеет место для достаточно высокоэнергетических уровней ридберговской серии. Обычно значение энергетической ширины особенностей на спектрах упруго отраженных электронов, связанных с рассеянием на поверхностных резонансах, составляет величину порядка 30 – 100 мэВ.

Детальное рассмотрение движения электрона, захваченного в приповерхностное резонансное состояние, можно проводить, используя диаграммную технику, предложенную ранее одним из авторов данной статьи [2]. Для описания движения можно использовать общепринятые обозначения для коэффициентов: прохождения поверхностного барьера –  $T$ , отражения от поверхностного барьера –  $R$ , прохождения в подложку-среду –  $D$  и отражения от нее –  $M$ . Индексами 0,  $g$  и т. д. будем отмечать соответствующие коэффициентам  $T$ ,  $R$ ,  $D$  и  $M$  элементы матриц. Вклад от различных типов слагаемых рассчитывался следующим образом. В случае обычного нерезонансного отражения частиц основную долю вносят слагаемые, обусловленные интерференционными процессами с участием волн, соответствующих прямому рассеянию, а движение вдоль поверхности отсутствует. Результат суммирования таких простых диаграмм для полного коэффициента отражения дает выражение, которое схематически можно записать в виде:

$$R + T M T . \quad (2)$$

Если учесть диаграммы, описывающие резонансное рассеяние частицы, то для получения суммарного выражения для коэффициента отражения следует вычислять суммы следующего вида:

$$\sum_n T_{00} M_{0g} (R_{gg} M_{gg})^n M_{g0} T_{00} . \quad (3)$$

При записи результатов такого суммирования выделяем в общей матрице коэффициента  $M$  две части: диагональную  $M_d$  и недиагональную, или интерференционную, –  $M_i$ . Результат суммирования запишется в следующем виде:

$$R + T (1 - \Delta \cdot M_i \cdot R)^{-1} \cdot \Delta \cdot (M_d + M_i) \cdot T, \quad (4)$$

где введено обозначение

$$\Delta = (1 - M_d R)^{-1} .$$

Интересующие на эффекты описываются недиагональной, то есть интерференционной, частью  $M_i$  матрицы отражения  $M$ . Поэтому обычно выражение для полного коэффициента отражения  $\mathfrak{R}$  разлагают в ряд по степеням  $M_i$ . Слагаемое нулевого приближения для такого разложения имеет вид:

$$\mathfrak{R}_0 = R + T \cdot \Delta \cdot M_d \cdot T. \quad (5)$$

Для слагаемого  $n$ -го порядка разложения полного коэффициента отражения записываем:

$$\mathfrak{R}_n = T \cdot (\Delta \cdot M_i \cdot R)^{n-1} \cdot \Delta \cdot M_i \cdot \Delta \cdot T. \quad (6)$$

Получаемые абсолютные значения полного коэффициента отражения  $\mathfrak{R}$  оказываются достаточно близкими к реальным абсолютным значениям. Следует отметить, что сам ход энергетической зависимости коэффициента  $\mathfrak{R}$ , вычисленного в нулевом приближении, не отражает деталей поведения энергетических спектров отражения вблизи порогового значения энергии электронного пучка, регистрируемых экспериментально, поэтому необходимо использовать приближение для коэффициента  $\mathfrak{R}$ , учитывающее не прямые процессы. Следует отметить, что в общем случае формулы для полного коэффициента содержат суммы по всем возможным векторам обратной поверхностной решетки. Приведенные формулы позволяют не только численно описывать изучаемые процессы, но и проводить аналитические оценки.

#### Естественные неоднородности приповерхностного потенциала

Важную роль при описании рассеяния электронов в рассматриваемом диапазоне энергий частиц играет зависимость поверхностного потенциала в направлении, нормальном к поверхности. Довольно часто в расчетных и теоретических работах поверхности считаются двумерными упорядоченными структурами. В нормальном к поверхности направлении электрическое поле (или потенциал) будет, очевидно, неоднородным. Причины формирования



неоднородностей потенциала по всем направлениям многочисленны. К наиболее значимым из них следует отнести, например, наличие непосредственных дефектов приповерхностных атомных слоев либо объемные незранированные заряды атомов примесей в обедненных приповерхностных слоях, частицы, адсорбированные поверхностью твердого тела, и прочие.

В настоящей главе работы проведен детальный учет влияния естественных (неустраняемых) неоднородностей, имеющих вблизи поверхностей кристаллических твердых тел, на рассеяние электронов в приповерхностной области и эффекты, в том числе ориентационные, возникающие при поверхностном резонансном рассеянии электронов малых и промежуточных энергий.

В тангенциальном (по отношению к поверхности твердого тела) направлении потенциал (и электрическое поле) также не является однородным. Помимо рассмотренной выше дискретности зарядов примеси в приповерхностной области пространственного заряда, это связано и с тем фактом, что поверхность кристалла не является идеальной. Существуют естественные (неустраняемые) неоднородности потенциала вдоль поверхности кристалла. Это подтвердили проведенные ранее прямые экспериментальные измерения. Причинами таких неоднородностей могут быть непосредственные дефекты приповерхностных слоев атомов, адсорбированные на поверхности атомы примесей и иные. Очевидно, что неоднородность анализируемого поля вдоль поверхности кристаллического образца может оказаться существенной. Как будет показано далее, флуктуации полей в тангенциальном и нормальном к поверхности направлениях довольно велики и при этом амплитуды таких полей могут сильно отличаться от средних значений.

В представленной работе были проведены расчеты потенциалов в приповерхностной области полупроводниковых твердых тел с учетом естественных неоднородностей. Подробнее рассмотрим случай, когда на поверхности твердого тела имеются электронные поверхностные зоны. Также уделим внимание случаю наличия на поверхности полупроводника примесных поверхностных уровней. Потенциальную энергию взаимодействия электрона с поверхностью

полупроводникового твердого тела будем определять с помощью решения обычного уравнения Пуассона с учетом поверхностной плотности зарядов и функции распределения.

Неоднородность приповерхностного потенциала обычно анализируют с помощью функции  $dS/dU$ , зависящей от величины потенциала и определяющей часть поверхности твердого тела  $dS$ , потенциал на которой равен величине от  $U$  до  $U + dU$ . Тем самым мы определяем, какая доля поверхности имеет потенциал, значение которого совпадает с рассчитанным в одномерной модели приповерхностной области. В последнем случае зависимость искомой функции  $dS/dU$  от потенциала имеет вид дельта-функции. Анализ показал, что наличие на поверхности твердого тела неоднородностей как в тангенциальных по отношению к границе раздела направлениях, так и в направлении, нормальном к поверхности, приводит к уширению функции  $(dS/dU)(U)$ . Величина уширения определяется флуктуацией поверхностного потенциала. Проведенный расчет распределений неоднородностей поверхностного потенциала полупроводниковых кристаллов позволяет сделать однозначный вывод о том, что в среднем величина этих неоднородностей может быть порядка изменений потенциала в приповерхностной области твердого тела. В отдельных областях вблизи поверхности твердого тела амплитуда потенциала и величина электрического поля могут значительно (в несколько раз) превосходить свои усредненные значения. При этом размеры таких отдельных областей оказываются достаточными, чтобы через них осуществлялась, например, аномальная эмиссия электронов или, как в рассматриваемом случае, существенно изменялись условия резонансного рассеяния электронов поверхностью твердого тела.

Относительная доля площади поверхности, где существенны отклонения поверхностного потенциала от значений, рассчитанных без учета наличия естественных неоднородностей поверхности, может достигать 30 % от общей площади поверхности твердого тела. Особо следует отметить, что приведенные относительные значения площадей с существенными отклонениями потенциала от своих средних значений имеют место в случае обычных, классических

значений параметров полупроводниковых кристаллов.

В процессе поверхностного резонансного рассеяния, равно как и в процессе поверхностного дифракционного, внешняя частица длительное время движется в тангенциальном по отношению к поверхности направлении и при этом находится в состоянии когерентного взаимодействия с поверхностным потенциалом твердого тела. Поэтому наличие неоднородностей на поверхности будет приводить к выходу электронов из когерентного поверхностного состояния. Следовательно, первый вопрос, который подлежит изучению в рассматриваемом разделе, заключается в следующем: будут ли вообще наблюдаться поверхностные резонансы при рассеянии на поверхностях твердых тел с естественными неоднородностями?

Флуктуации неоднородного поля довольно велики, и амплитуды полей могут в несколько раз отличаться от своих средних значений. Площади поверхности, где потенциал имеет значение, близкое к среднему, составляют только часть от общей площади поверхности. На основании теоретического анализа проведен компьютерный расчет, позволяющий оценить относительную долю площади поверхности, где потенциал имеет значение, близкое к среднему значению потенциала вдоль поверхности при определенном значении нормальной координаты. Численный анализ показывает, что относительная доля площади поверхности, где потенциал имеет величину, близкую к своему среднему значению, может быть довольно малой, и составлять лишь примерно 20 % от общей площади поверхности кристалла. Таким образом, рассчитываемые в усредненной теории условия поверхностного резонансного рассеяния выполняются только на части траектории частицы, а в существенной области условия квазиодномерного движения электрона вдоль поверхности кристалла нарушаются. Таким образом, для исследуемых поверхностей необходимо проводить расчет вероятностей резонансного рассеяния с учетом неоднородностей поверхности.

Последовательное рассмотрение поверхностного резонансного рассеяния при наличии естественных неоднородностей приповерхностного потенциала твердого тела проводится

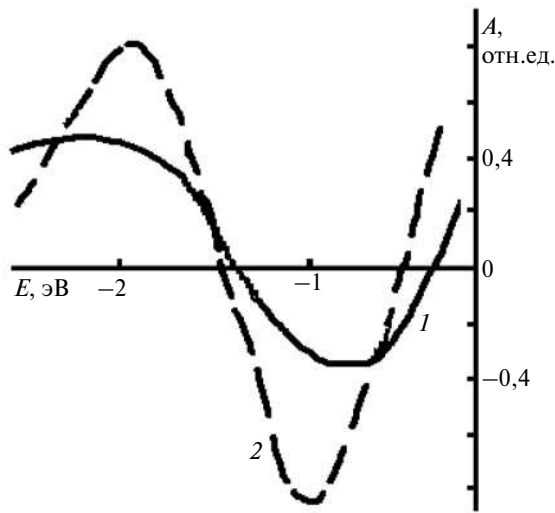
на основании методик и формул предыдущего раздела. Это рассмотрение в заданной нами области параметров твердого тела и внешних частиц показывает, что даже при существенных флуктуациях полей вдоль поверхности и сопровождающих такие флуктуации возможных существенных изменениях (уменьшение) амплитуд интенсивностей упругого резонансного поверхностного рассеяния, естественные неоднородности не приводят к полному разрушению поверхностного резонансного рассеяния. Однако они могут существенно изменять характеристики спектров рассеяния частиц.

Рассмотрим подробно случай резонансного рассеяния поляризованных частиц, более чувствительного к состоянию (степени неоднородности) поверхности. Наиболее содержательной характеристикой поверхностного резонансного рассеяния в случае поляризованных частиц является величина  $A$  асимметрии рассеяния, определяемая формулой

$$A = \frac{1}{P_0} \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}, \quad (7)$$

где  $P_0$  – начальная поляризация первичного пучка поляризованных частиц, направленная вдоль нормали к плоскости рассеяния;  $I^+$ ,  $I^-$  – интенсивности пучков рассеянных электронов с различной поляризацией.

Анализ проводился следующим образом. На первом этапе рассчитывались интенсивности упругого поверхностного резонансного рассеяния электронов для двух противоположных значений поляризации внешних частиц. Затем учитывалось влияние естественных поверхностных неоднородностей на эти энергетические зависимости интенсивностей путем их усреднений по поверхности твердого тела с неоднородным в тангенциальных к поверхности направлениях потенциалом, и вычислялась величина асимметрии рассеяния. Результаты анализа приведены на рисунке (кривая 1). Для сравнения там же приведена энергетическая зависимость асимметрии рассеяния при тех же рассматриваемых нами параметрах задачи, но без учета естественных неоднородностей поверхностного потенциала (кривая 2).



Энергетическая зависимость асимметрии поверхностного резонансного рассеяния  $A$  поляризованных электронов без учета (2) и при наличии (1) естественных неоднородностей. Энергия отсчитывается от порога возникновения поверхностного дифракционного пучка

Видно, что поверхностное резонансное рассеяние оказывается существенно ослабленным за счет естественных неоднородностей поверхностного потенциала. Это связано с достаточно сильным подавлением неоднородностями интерференционных процессов для волновых функций частиц в поверхностном резонансе.

По величине этого ослабления можно однозначно судить о величине флуктуаций потенциала и полей вдоль поверхности.

Описанный эффект позволяет исследовать параметры полупроводниковых кристаллов (например, параметры легирования), а также изучать свойства кристаллических дефектов. По изменению характеристик спектров рассеяния поляризованных частиц можно исследовать особенности элементарных актов взаимодействия частиц с учетом спина.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Korablev, V.V.** The effect of the surface and bulk electrons on the surface potential formation [Text] / V.V. Korablev, V.V. Dubov // Proceedings of SPIE, 2002. — Vol. 4627. — No. 2. — P. 34 — 37.
2. **Дубов, В.В.** Взаимодействие электронов промежуточных энергий с приповерхностной областью твердых тел [Текст] / В.В. Дубов. — СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2002. — 157 с.
3. **McRae, E.G.J.** Multiple scattering treatment on low-energy-electron-diffraction intensities [Text] / E.G.J. McRae // Chem. Phys. — 1966. — Vol. 45. — №. 9. — P. 3258 — 3276.
4. **McRae, E.G.J.** Surface-state resonances in low-energy electron diffraction [Text] / E.G.J. McRae // Surf. Sci. — 1971. — Vol. 25. — № 3 — P. 491 — 512.
5. **Дубов, В.В.** Рассеяние медленных электронов поверхностью полупроводникового кристалла [Текст] / Дубов В.В., Кораблев В.В. — СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1999. — 40 с.
6. **Дубов, В.В.** Поверхностные резонансы [Текст] / В.В. Дубов, С.К. Подойницын. — Ростов: Изд-во РГУ, 1998. — 13 с.
7. **Матисов, Б.Г.** Рассеяние медленных электронов поверхностью полупроводникового кристалла [Текст] / Б.Г. Матисов, Дубов В.В. — СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2002. — 40 с.
8. **Бондаренко, В.Б.** Естественно неупорядоченный потенциал на поверхности сильно легированного полупроводника [Текст] / В.Б. Бондаренко, В.В. Кораблев, Ю.И. Равич // ФТП. — 2004. — Т. 38. — Вып. 3. — С. 331 — 336.

**ДУБОВ Виктор Викторович** — доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29  
vicvicdub@mail.ru

**КОРАБЛЕВ Вадим Васильевич** — доктор физико-математических наук, профессор кафедры физической электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

**СУГАЙПОВ Молды Шадидович** — кандидат физико-математических наук, заведующий кафедрой физической электроники Чеченского государственного университета.

364907, г. Грозный, ул. А. Шерипова, 32