

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Горячие электроны в оксиде кремния

В.А. Гриценко

Аморфный оксид кремния SiO₂ является ключевым диэлектриком в технологии и конструкции кремниевых приборов. Оксид кремния используется, в частности, в качестве туннельного диэлектрика в приборах флэш-памяти. Пробивное поле SiO₂ превышает 10⁷ В см⁻¹. В сильных электрических полях в SiO₂ разыгрываются явления, которые не наблюдаются в кристаллических полупроводниках. В относительно слабых электрических полях (10⁴–10⁶ В см⁻¹) функция распределения электронов определяется рассеянием электронов на продольных оптических фононах. В полях > 10⁶ В см⁻¹ функция распределения определяется рассеянием электронов на акустических фононах.

Ключевые слова: оксид кремния, горячие электроны, рассеяние, оптические фононы

PACS numbers: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 72.80.Sk, 73.40.Sx

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038008>

Содержание

1. Введение (971).
 2. Транспорт электронов в SiO₂ в слабом электрическом поле (10⁴–10⁶ В см⁻¹) (972).
 3. Методы исследования функции распределения горячих электронов в SiO₂ по энергии в сильном электрическом поле (973).
 - 3.1. Электролюминесценция.
 - 3.2. Определение средней энергии электронов в SiO₂ с помощью разделения электронной и дырочной компонент тока в транзисторе.
 - 3.3. Эмиссия электронов из SiO₂ в вакуум.
 4. Инжекция дырок в SiO₂, обусловленная разогревом электронов (977).
 5. Разогрев электронов в оксинитриде (SiO_xN_y) и нитриде (Si₃N₄) кремния (977).
 6. Заключение (978).
- Список литературы (979).

1. Введение

В кристаллических полупроводниках благодаря малой ширине запрещенной зоны и высокой подвижности электронов и дырок лавинный пробой наблюдается в электрическом поле 10⁴–10⁵ В см⁻¹. Пробивное поле термического SiO₂ на кремнии составляет величину более 10⁷ В см⁻¹. В таком поле разыгрываются необычные, новые эффекты. Сильное электрическое поле

(≈ 10⁷ В см⁻¹) в SiO₂ реализуется в приборах флэш-памяти. В настоящее время на рынке гражданской продукции доминирует флэш-память на основе плавающего затвора. В таком элементе памяти плавающий поликремниевый затвор отделен от кремниевой подложки слоем SiO₂ толщиной 5–10 нм [1]. Перепрограммирование такого элемента памяти осуществляется в электрическом поле ≈ 10⁷ В см⁻¹ за счёт инжекции электронов и дырок из кремния в поликремниевый затвор. Если предположить, что электроны в SiO₂ не рассеиваются на длине, равной максимальной толщине оксида $d = 10$ нм, то электроны могут набрать энергию $E = Fd = 10^7 \times 10^{-6} = 10$ эВ (F — напряженность электрического поля). Конечно, предположение о том, что электроны в SiO₂ не рассеиваются, является нереальным. Тем не менее из представленных в настоящем обзоре экспериментов следует, что в сильном электрическом поле электроны в SiO₂ набирают энергию в несколько электронвольт, вплоть до 10 эВ [2].

В условиях повышенного радиационного фона используется энергонезависимая память на основе структуры кремний–оксид–нитрид–оксид–кремний (КОНОП) [1, 3–7]. В КОНОП-структурах в качестве запоминающей среды выступает аморфный нитрид кремния Si₃N₄. Нитрид кремния имеет высокую концентрацию глубоких (≈ 1,5 эВ) ловушек, способных локализовать электроны и дырки [8, 9]. Время жизни электронов и дырок, локализованных в нитриде кремния, составляет 10 лет при 85 °С [1]. Это время соответствует времени хранения информации приборов флэш-памяти. Перепрограммирование КОНОП-приборов осуществляется через туннельный оксид толщиной 1,8–5,0 нм [1, 3, 5]. Для преодоления проблемы взаимного влияния соседних плавающих затворов в матрицах памяти с плавающим затвором в настоящее время разрабатываются элементы флэш-памяти, в которых в качестве запоминающей среды выступает нитрид кремния, а в качестве блокирующего слоя вместо SiO₂ используется диэлектрик с

В.А. Гриценко. Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, просп. Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация; Новосибирский государственный технический университет просп. К. Маркса 20, 630073 Новосибирск, Российская Федерация E-mail: grits@isp.nsc.ru

Статья поступила 2 сентября 2016 г., после доработки 7 декабря 2016 г.

высокой диэлектрической проницаемостью, так называемый high- k диэлектрик [1, 10, 11]. Одним из вариантов такого элемента памяти является структура TaN–Al₂O₃–Si₃N₄–SiO₂–Si (TANOS) [5, 12].

В настоящее время с целью увеличения информационной ёмкости флэш-памяти разрабатывается концепция вертикальной трёхмерной памяти [13]. Разработаны макеты такой памяти, в которой используется 32 слоя. В качестве запоминающей среды в трёхмерной памяти выступает нитрид кремния, в качестве туннельного оксида используется SiO₂ толщиной 3,5 нм. Перепрограммирование осуществляется за счёт попеременной инжекции и последующей локализации электронов и дырок в нитриде кремния. Электрическое поле в туннельном оксиде такого элемента памяти составляет величину $\approx 10^7$ В см⁻¹.

Разогрев электронов в сильном электрическом поле порядка 10^7 В см⁻¹ может приводить к образованию дефектов, последующему захвату электронов и дырок, деградации электрических свойств SiO₂ [14, 15]. В кремниевых приборах широко используется аморфный SiO₂. Ширина запрещённой зоны аморфного SiO₂ составляет 8,0 эВ [16]. Энергии продольных оптических фононов в SiO₂ равны 0,153 и 0,063 эВ. В настоящем обзоре анализируются явления разогрева электронов в сильном электрическом поле в оксиде кремния, а также в диэлектриках с высокой плотностью ловушек: нитриде и оксинитриде кремния.

2. Транспорт электронов в SiO₂ в слабом электрическом поле (10^4 – 10^6 В см⁻¹)

Прямые измерения подвижности неравновесных электронов в плавленом кварце были выполнены в [17, 18]. Неравновесные электроны генерировались с помощью рентгеновских лучей. Измерялось время пролёта пакета электронов. В диапазоне напряжённостей электрического поля 3×10^3 – 1×10^5 В см⁻¹ дрейфовая скорость пропорциональна величине напряжённости. На рисунке 1 представлена зависимость подвижности электронов от обратной температуры в аморфном SiO₂. Прямая линия соответствует модели Thornber–Feynman [19] для рассеяния на продольных оптических фононах (LO). В

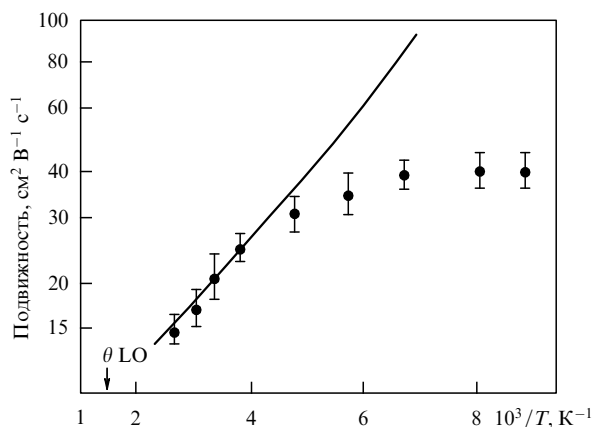


Рис. 1. Температурная зависимость дрейфовой подвижности электронов в аморфном SiO₂. Прямая линия соответствует теории Thornber–Feynman [19] рассеяния на продольных оптических фононах (LO). Стрелкой указана температура Дебая.

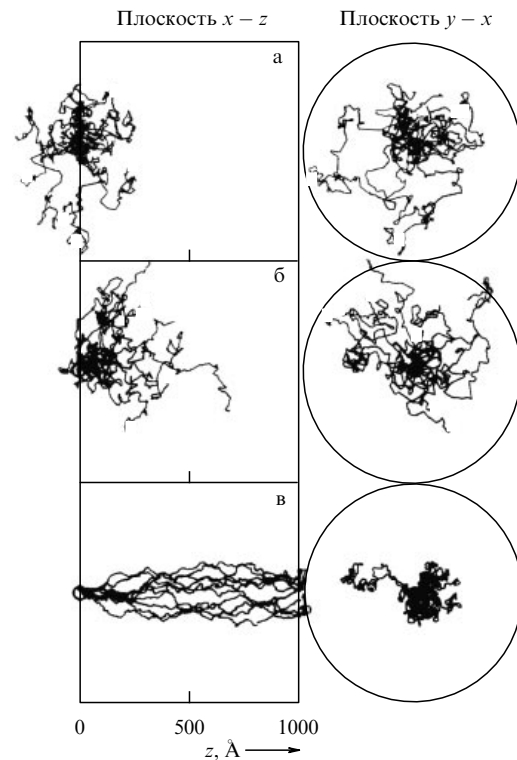


Рис. 2. Траектория электрона, инжектированного с начальной энергией 0,1 эВ, вдоль поля: $F = 10^4$ В см⁻¹ (а), 10^5 В см⁻¹ (б), 10^6 В см⁻¹ (в) [21].

аморфном SiO₂ при 298 К подвижность электронов $\mu = 20 \pm 3$ см² В⁻¹ с⁻¹. Величина эффективной массы свободного электрона $m^* = 1,4 m_0$. При температуре ниже 200 К подвижность перестаёт зависеть от температуры, её величина $\mu \approx 40$ см² В⁻¹ с⁻¹.

Моделирование транспорта электронов методом Монте-Карло в относительно слабых электрических полях (10^4 – 1×10^6 В см⁻¹) проведено в [20–22]. Учитывалось рассеяние электронов в SiO₂ на продольных оптических фононах с энергиями 0,15 и 0,06 эВ. На рисунке 2 приведены траектории инжектированного электрона в различных электрических полях. Для поля 10^4 В см⁻¹ траектория электрона имеет диффузный характер, увеличение напряжённости поля приводит к ориентации рассеяния вдоль электрического поля [22].

В полях $(0,3$ – $2,8) \times 10^6$ В см⁻¹ доминирует рассеяние на продольных оптических фононах (рис. 3) [22]. Длина свободного пробега электронов в SiO₂ была определена в электрическом поле величиной 10^5 – 2×10^6 В см⁻¹ в экспериментах по рассеянию фотоинжектированных из металла электронов [23] в структуре металл–оксид–полупроводник (МОП). Выражение для потенциала электрона в диэлектрике на расстоянии x от металла имеет вид

$$\Phi(x) = \Phi_0 + \int_0^x F(z) dz - \frac{q}{16\pi\epsilon x}. \quad (1)$$

На рисунке 4 представлен потенциал электрона в диэлектрике вблизи границы с металлом [23].

В работе [23] показано, что зависимость вероятности инжекции электрона при возбуждении квантом света $\hbar\omega$ в

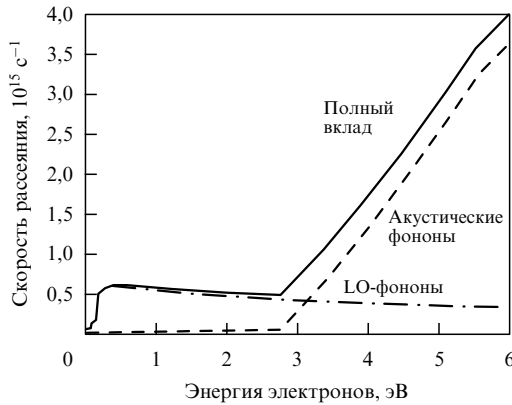


Рис. 3. Скорость рассеяния электронов в зависимости от энергии электронов для различных механизмов рассеяния при 298 К.

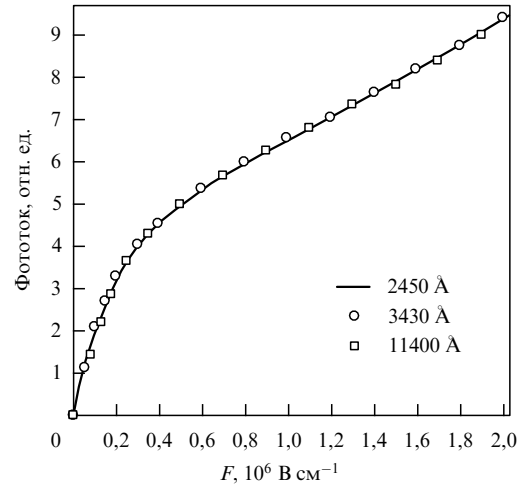


Рис. 5. Зависимость фотоэмиссионного тока от напряжённости при фотоэмиссии электронов из кремния в SiO₂, толщина SiO₂ составляет 245 нм [22].

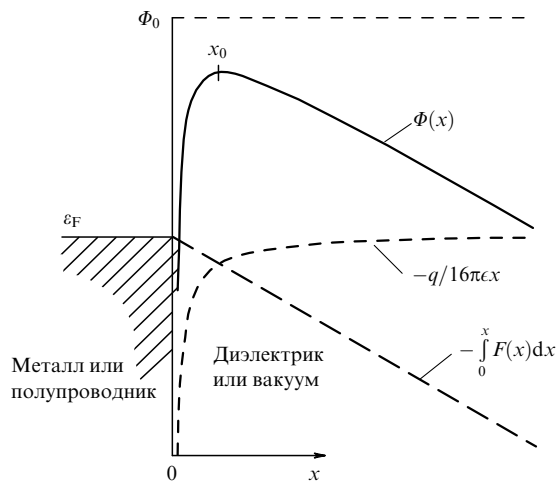


Рис. 4. Потенциал электрона в диэлектрике вблизи границы с металлом. Штриховыми линиями показан потенциал сил изображения и потенциал, соответствующий приложенному полю. Сплошной линией представлен суммарный потенциал электрона. Учитываются процессы эмиссии и поглощения фононов.

электрическом поле F даётся выражением

$$J = A(\hbar\omega)(\hbar\omega - \Phi + \beta\sqrt{F})^k \exp\left(-\frac{X_m}{L}\right),$$

$$X_m = \frac{1}{2\sqrt{F}}, \quad \beta = \sqrt{\frac{q^3}{4\pi\epsilon\epsilon_0}}. \quad (2)$$

Здесь $A(\hbar\omega)$ — аппаратная функция, отражающая зависимость числа квантов от энергии кванта, β — постоянная Шоттки, ϵ — оптическая диэлектрическая проницаемость, k — параметр, величина которого зависит от механизма рассеяния электронов в эмиттере, X_m — расстояние от границы раздела металл–диэлектрик до максимума потенциала. На рисунке 5 приведена зависимость фотоэмиссионного тока от напряжённости поля в оксиде кремния [23]. Хорошее согласие эксперимента и результатов расчёта наблюдается при длине свободного пробега $L = 3,4$ нм. Подобные эксперименты по определению длины свободного пробега электронов в SiO₂ и оксинитриде кремния, SiO_xN_y, близком по составу к SiO₂, были выполнены в [24].

На рисунке 6 представлена зависимость фотоэмиссионного тока электронов от электрического поля в

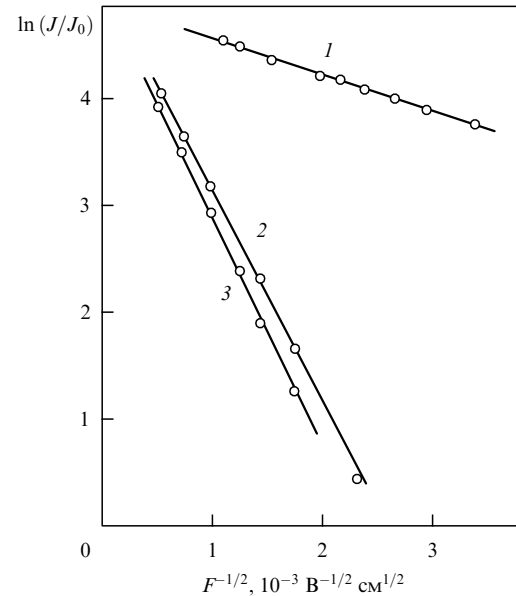


Рис. 6. Зависимость фотоэмиссионного тока электронов от электрического поля в SiO₂ (кривая 1) для энергии кванта 5,0 эВ и SiO_xN_y для энергии 5,0 эВ (кривая 2) и 4,5 эВ (кривая 3) [24].

координатах, соответствующих выражению (2). Длина свободного пробега электронов в SiO₂, определённая из рис. 6, составляет 3,5 нм. Длина свободного пробега электронов в SiO_xN_y составляет 0,5 нм. Отметим, что длина связи Si–O в SiO₂ равна 0,162 нм [25]. Моделирование методом Монте-Карло указывает на то, что рассеяние электронов на продольных оптических фононах не стабилизирует функцию распределения электронов в SiO₂ в электрическом поле величиной $> 2 \times 10^6$ В см⁻¹ [26].

3. Методы исследования функции распределения горячих электронов в SiO₂ по энергии в сильном электрическом поле

3.1. Электролюминесценция

Эксперименты выполняются на структуре металл–диэлектрик–полупроводник (рис. 7а) [22, 25, 27, 28]. Для

инъекции электронов в SiO_2 используется субоксид кремния SiO_x , обогащённый кремнием. Данные измерений методом фотоэлектронной спектроскопии показывают, что в первом приближении SiO_x представляет собой смесь двух фаз: Si (кремниевые островки размером ~ 5 нм) и SiO_2 [29]. На рисунке 7б представлена структура Si– SiO_x – SiO_2 –Al, которая используется в эксперименте по электролюминесценции [28]. В этом эксперименте электроны из вырожденного кремния n^+ -типа инжектируются в SiO_x . В SiO_x электроны туннелируют между островками Si, а затем туннелируют из кремниевых островков в SiO_2 . Инжекция электронов из SiO_x в SiO_2 происходит в относительно слабом электрическом поле благодаря тому, что вблизи кремниевых островков происходит локальное усиление электрического поля.

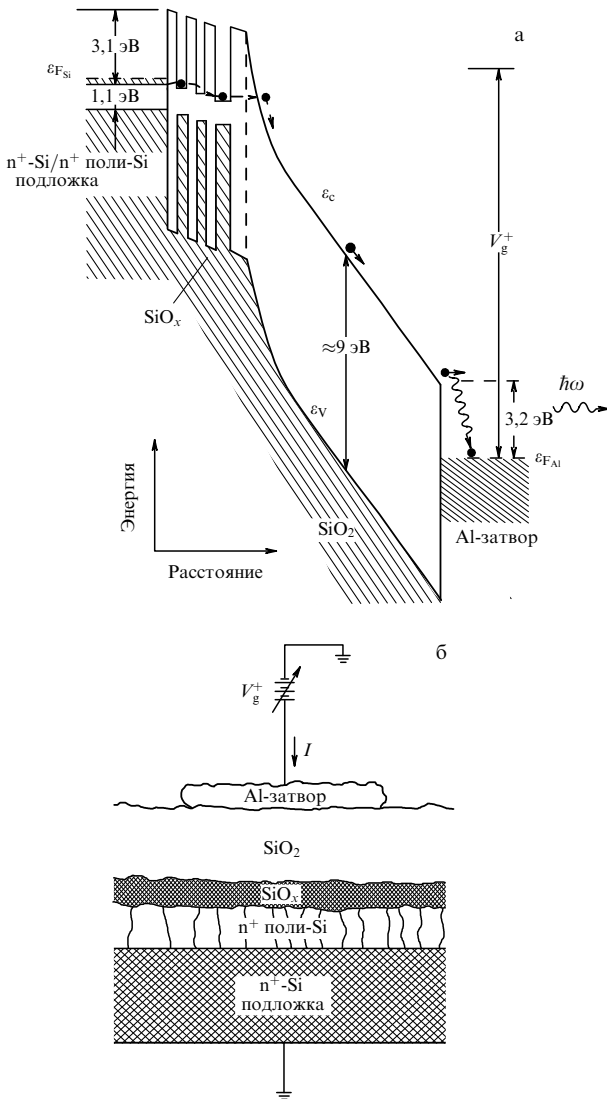


Рис. 7. Энергетическая диаграмма (а) и структура прибора (б), иллюстрирующие эксперимент по электролюминесценции для определения функции распределения горячих электронов в SiO_2 [22]. Электроны инжектируются из кремниевой подложки в инжектор — оксид кремния, обогащённый кремнием (SiO_x), для предотвращения пробоя SiO_2 . Часть электронов, инжектированных из SiO_2 , теряют энергию в металлическом затворе с испусканием поверхностных плазмонов на границе металл–вакуум. Плазмоны распадаются с излучением кванта света. Средняя энергия электронов определяется из спектра эмитированных фотонов.

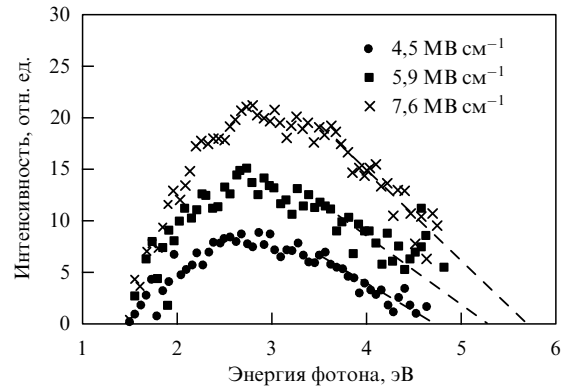


Рис. 8. Зависимость числа фотонов от энергии в структуре Si– SiO_x – SiO_2 –Al при положительном потенциале на алюминии при трёх значениях напряжённости электрического поля в SiO_2 на границе SiO_2 –Al [27].

Горячие электроны в SiO_2 теряют энергию на поверхностных плазмонах в аноде (алюминии). Более эффективное взаимодействие наблюдается на шероховатой поверхности анода [27, 28]. Квантовый выход люминесценции при взаимодействии горячих электронов с поверхностными плазмонами составляет $\sim 10^{-6}$ электронов на фотон [27].

На рисунке 8 представлена зависимость числа фотонов от энергии в структуре Si– SiO_x – SiO_2 –Al при положительном потенциале на алюминии при трёх напряжённостях электрического поля в SiO_2 на границе SiO_2 –Al [27]. Оптическая система ограничена энергией фотона 5 эВ. Высота барьера для электронов на границе Al– SiO_2 равна 3,2 эВ [30]. Детальная количественная модель электрон-плазмонного взаимодействия горячих электронов в алюминии отсутствует, однако некоторые выводы могут быть сделаны. В случае, если энергия электронов в SiO_2 относительно дна зоны проводимости мала, спектр люминесценции должен резко спадать при энергии более 3,2 эВ. Рисунок 8 свидетельствует о том, что электроны в SiO_2 существенно разогреливаются, средняя энергия электронов значительно превышает энергию края зоны проводимости E_c в SiO_2 .

3.2. Определение средней энергии электронов в SiO_2 с помощью разделения электронной и дырочной компонент тока в транзисторе

Метод разделения электронной и дырочной компонент тока в диэлектрике был впервые предложен для определения знака носителей заряда в нитриде кремния Si_3N_4 [31]. Подобный метод был использован в [26, 28] для изучения горячих электронов в SiO_2 . На рисунке 9 показана энергетическая диаграмма и схема включения полевого r-канального транзистора в эксперименте по разделению электронной и дырочной компонент тока в SiO_2 [26]. Для увеличения эффективности инжекции электронов в SiO_2 в качестве катода использовался SiO_x . Принцип разделения электронов и дырок в диэлектрике детально обсуждается в работе [32]. Ток электронов, инжектированных из SiO_x в SiO_2 , регистрируется в цепи подложки (рис. 9б). Ток дырок, инжектированных из кремниевой подложки в SiO_2 , регистрируется в цепи канала. Средняя энергия, необходимая для генерации электронно-дырочной пары в кремнии, равна 4,3 эВ [33, 34]. Методика определения средней энергии электронов

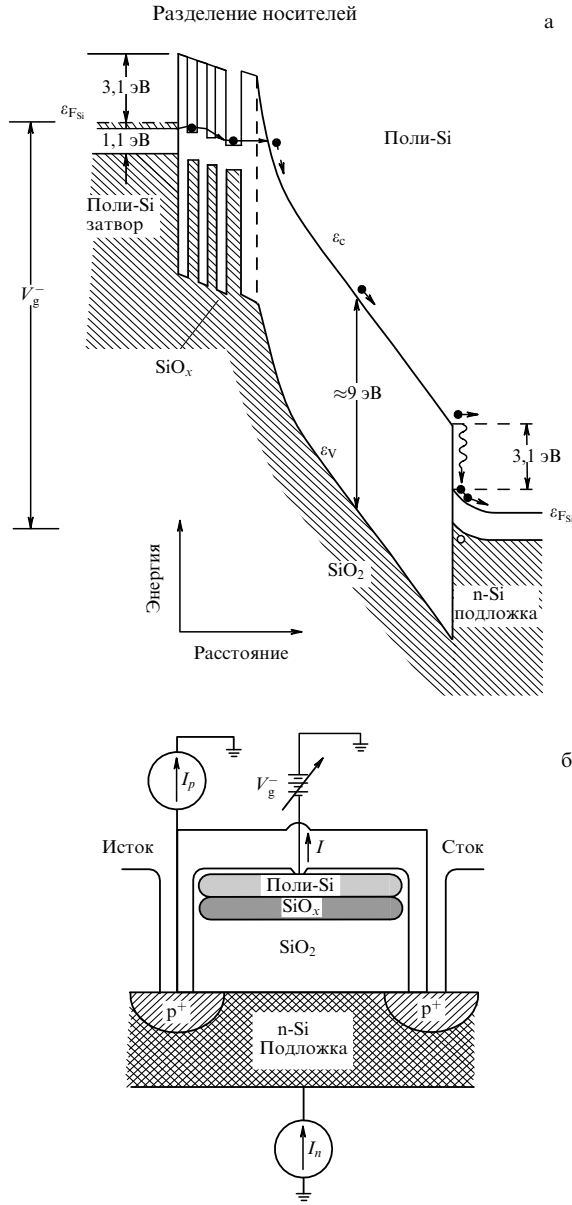


Рис. 9. Энергетическая диаграмма (а) и структура прибора (б), иллюстрирующие эксперимент по разделению электронов и дырок в SiO₂ [28]. Электроны инжектируются из поликремниевых затворов полевого транзистора через SiO_x и SiO₂ в кремниевую подложку. Число электронно-дырочных пар, входящих в подложку, которые генерируются горячими электронами, регистрируется в цепи истока и/или стока. Электронный ток регистрируется в цепи подложки. Средняя энергия носителей определяется с использованием известной вероятности ионизации в кремнии как функции энергии электрона.

из зависимости от электрического поля описана в [27, 29]. На рисунке 10 представлена зависимость средней энергии электронов в SiO₂ от электрического поля [32]. Из наклона этой зависимости может быть определена средняя длина свободного пробега электронов $L \approx 2,3$ нм. Из рисунка 10 следует, что в сильном поле энергия электронов в SiO₂ может достигать величины 7–9 эВ.

3.3. Эмиссия электронов из SiO₂ в вакуум

В основе эксперимента лежит определение энергетического распределения электронов, инжектированных из SiO₂ в вакуум через тонкий слой металла, методом задерживающего потенциала. На рисунке 11 представ-

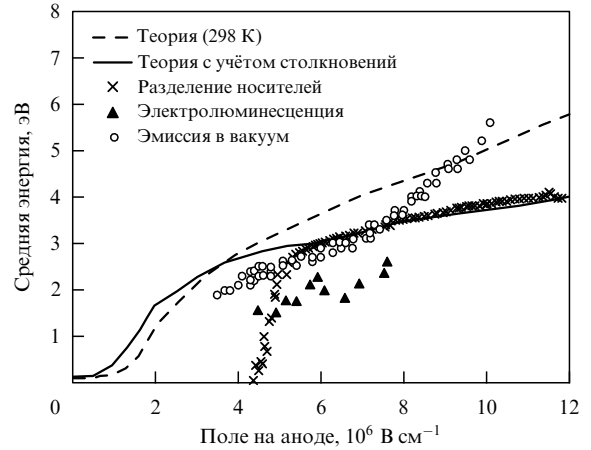


Рис. 10. Функция распределения (средняя энергия горячих электронов) в зависимости от величины среднего электрического поля по данным трёх экспериментов: по разделению электронной и дырочных компонент тока, электролюминесценции и эмиссии электронов в вакуум. В эксперименте по электролюминесценции и эмиссии в вакуум средняя энергия измерена относительно уровня Ферми алюминия, в эксперименте по разделению электронной и дырочной компонент тока энергия электронов измерена относительно дна зоны проводимости кремния. Штриховая линия указывает положение дна зоны проводимости SiO₂.

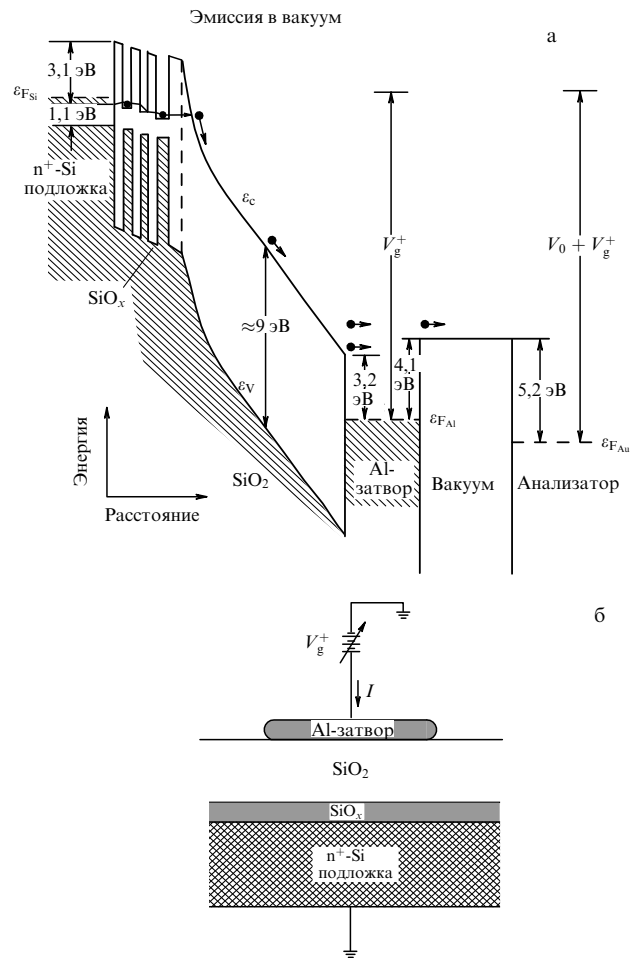


Рис. 11. Энергетическая диаграмма (а) и структура прибора (б) в эксперименте по определению функции распределения электронов при эмиссии в вакуум. Инжектированные электроны проходят сквозь тонкий (≈ 25 нм) металлический затвор в вакуум. Энергетическое распределение электронов измеряется в вакуумной камере методом задерживающего потенциала.

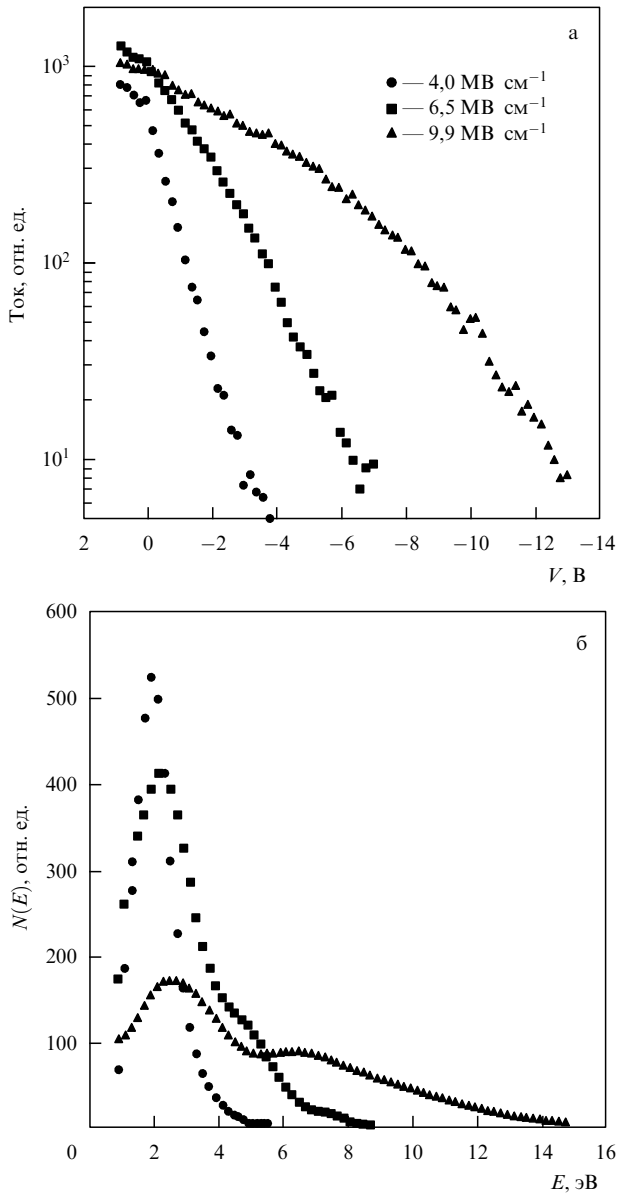


Рис. 12. (а) Ток электронов, эмитированных из SiO₂ в вакуум, в зависимости от задерживающего потенциала для трёх напряжённостей электрического поля. (б) Функция распределения электронов, полученная дифференцированием данных на рис. а. Толщина SiO₂ составляет 50 нм, толщина Al — 25 нм.

лена энергетическая диаграмма, иллюстрирующая изменение функции распределения горячих электронов, инжектированных из SiO₂ через алюминий в вакуум (рис. 11а), и структура ёмкости, использованной для эксперимента (рис. 11б) [22]. Эксперимент выполняется на структуре Si–SiO_x–SiO₂–металл. В качестве металла используется Al, Cr, Au толщиной 15–20 нм. Инжекция электронов в SiO₂ осуществляется из SiO_x.

На рисунке 12 представлена зависимость тока эмиссии электронов в вакуум от величины задерживающего потенциала [32]. Распределение электронов по энергии для трёх значений напряжённости электрического поля, а также данные теоретических расчётов представлены на рис. 13 [22]. Расчётные кривые получены методом Монте-Карло без уширения и с уширением за счёт столкновений. Максимум функции распределения горячих электронов

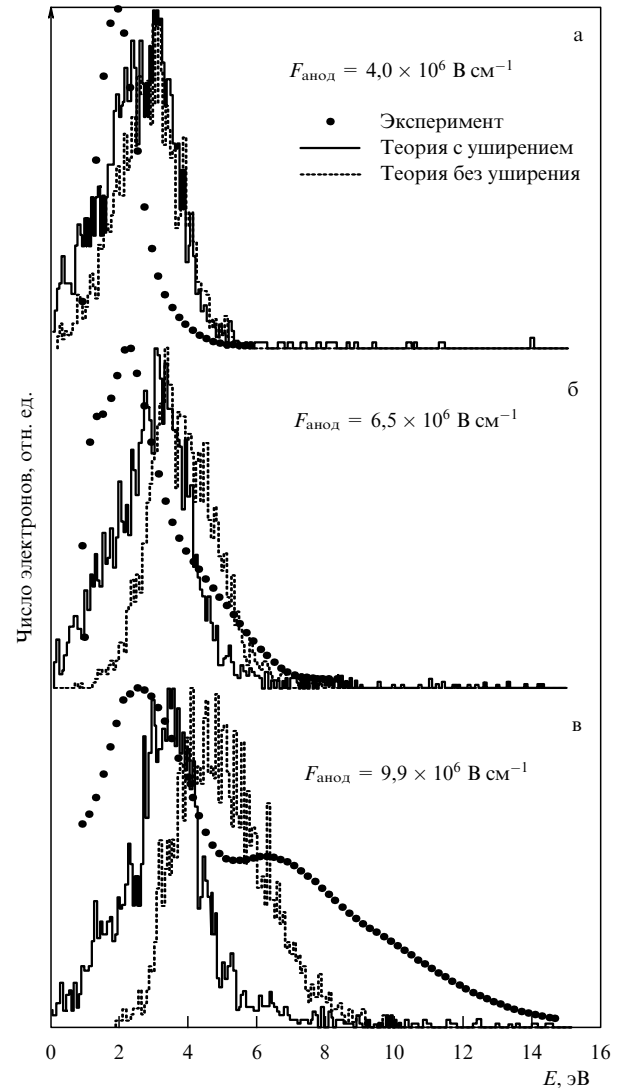


Рис. 13. Функция распределения горячих электронов в SiO₂ толщиной 50 нм, полученная из экспериментов по эмиссии электронов в вакуум через металл, и сравнение с расчётной функцией распределения, полученной методом Монте-Карло с уширением за счёт столкновений и без него.

имеет энергию около 3 эВ. Из зависимости средней энергии горячих электронов от напряжённости электрического поля в [32] оценена средняя длина свободного пробега электронов $L \approx 3,2$ нм. В работе [32] показано, что в SiO₂ толщиной 150 нм в среднем электрическом поле величиной 5×10^6 В см⁻¹ энергия горячих электронов в SiO₂ может достигать 40 эВ.

Недостатком вышеприведённых экспериментов является неопределённость, обусловленная рассеянием электронов в металле, через который осуществляется эмиссия электронов в вакуум. В работе [32] установлено, что функция распределения горячих электронов в SiO₂ существенно зависит от типа металла (Al, Cr, Au). Этому недостатка лишена методика определения функции распределения горячих электронов, эмитированных непосредственно из SiO₂ в вакуум [35, 36]. В этой методике используется структура Si–SiO₂. На поверхность SiO₂ из плазмы коронного разряда в атмосфере осаждается положительный заряд (положительно заряженные ионы). После этого поверхность образца облучается светом с

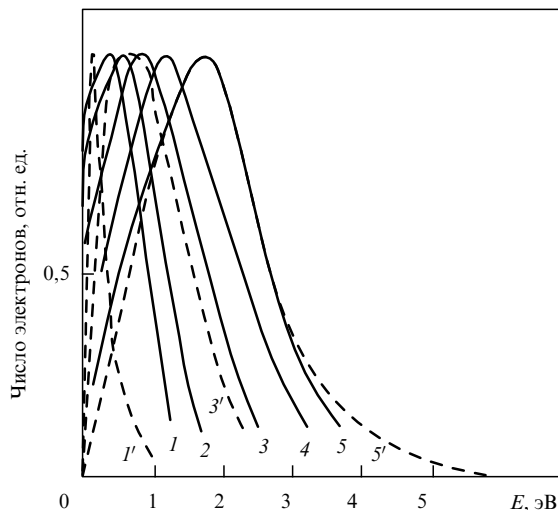


Рис. 14. Функция распределения электронов, эмитированных из SiO_2 толщиной 63 нм, в различных электрических полях: $F = 0,8 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (1), $1,1 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (2), $1,6 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (3), $3,1 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (4), $5,6 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (5). Кривые 1', 3', 5' — расчёт.

энергией, превышающей барьер для фотоэмиссии электронов из Si в SiO_2 . Фотоинжектированные электроны ускоряются в SiO_2 и эмитируются в вакуум. Энергетическое распределение электронов, инжектированных в вакуум, измеряется методом задерживающего потенциала. Этот метод позволяет изучать функцию распределения инжектированных электронов в относительно слабых полях $(2-4) \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$.

На рисунке 14 представлена функция распределения горячих электронов, эмитированных из термического SiO_2 толщиной 63 нм в вакуум при различных электрических полях [36]. Увеличение электрического поля в диэлектрике от $0,8 \times 10^6$ до $5 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ сопровождается смещением максимума функции распределения электронов от 0,5 до 2,5 эВ.

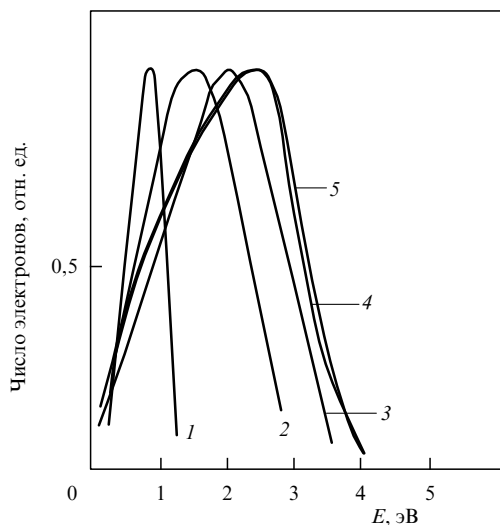


Рис. 15. Функция распределения электронов, эмитированных из SiO_2 разной толщины d в вакуум: $d = 2,8 \text{ нм}$, $F = 5,5 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (1), $d = 6,8 \text{ нм}$, $F = 5,3 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (2), $d = 32,3 \text{ нм}$, $F = 5,6 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (3), $d = 63 \text{ нм}$, $F = 5,6 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (4), $d = 76 \text{ нм}$, $F = 5,4 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$ (5).

Увеличение толщины оксида кремния от 2,8 до 76 нм при близком значении напряжённости электрического поля приводит к сдвигу максимума функции распределения от 1 до 3 эВ (рис. 15) [36]. Анализ показывает, что наличие металла незначительно искажает функцию распределения электронов в вакууме. Из рисунка 15 следует, что функция распределения горячих электронов, эмитированных в вакуум, зависит от толщины SiO_2 . Функция распределения смещается в направлении больших энергий при увеличении толщины оксида кремния. Этот результат указывает на зависимость функции распределения горячих электронов от координаты.

В работах [37, 38] методом Монте-Карло рассчитывалась функция распределения электронов в SiO_2 в режиме баллистического переноса при рассеянии на продольных оптических фононах с энергией 0,063 и 0,153 эВ. Результаты расчёта сравнивались с функцией распределения электронов, эмитированных в вакуум. В функции распределения наблюдаются пики, обусловленные рассеянием электронов на низко- и высокоэнергетических продольных оптических фононах.

4. Инжекция дырок в SiO_2 , обусловленная разогревом электронов

Разогрев электронов, инжектированных из кремния в оксид кремния, сопровождается инжекцией дырок из поликремниевого контакта в оксид кремния [14]. Предполагается, что горячие электроны, инжектированные из оксида кремния в поликремний, генерируют в поликремнии горячие дырки (рис. 16а). Энергия дырок превышает величину дырочного барьера на границе поликремний – оксид кремния, поэтому дырки из поликремния инжектируются в оксид кремния (рис. 16б) [14]. Вблизи границы кремний – термический оксид кремния имеются дырочные ловушки. Дырки, инжектированные в оксид кремния, захватываются на дырочные ловушки (рис. 17) [15].

5. Разогрев электронов в оксинитриде (SiO_xN_y) и нитриде (Si_3N_4) кремния

Оксинитрид кремния SiO_xN_y используется в качестве подзатворного диэлектрика в логических маломощных кремниевых приборах [7]. Ширина запрещённой зоны SiO_xN_y в зависимости от химического состава меняется в диапазоне 4,5–8,0 эВ [39, 40]. Аморфный нитрид кремния Si_3N_4 имеет ширину запрещённой зоны 4,5 эВ [41]. Нитрид кремния имеет высокую плотность ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) электронных и дырочных ловушек с энергией 1,4 эВ [42, 43]. Локализация электронов и дырок в нитриде кремния используется для накопления заряда в приборах флэш-памяти [1, 7]. Разогрев электронов в нитриде и оксинитриде кремния изучался в работах [36, 42]. Исследовалась эмиссия электронов из диэлектрика в вакуум. В качестве инжектора электронов в нитрид и оксинитрид кремния использовался оксид кремния SiO_x , обогащённый кремнием.

Зависимость энергии электронов в SiO_2 , SiO_xN_y и Si_3N_4 от напряжённости электрического поля представлена на рис. 18 [44]. Видно, что энергетические распределения электронов для этих материалов подобны друг другу. На рисунке 19 представлена относительная эффективность эмиссии из SiO_2 , SiO_xN_y и Si_3N_4 в вакуум в зависимости от энергии электронов [44]. Эффективность

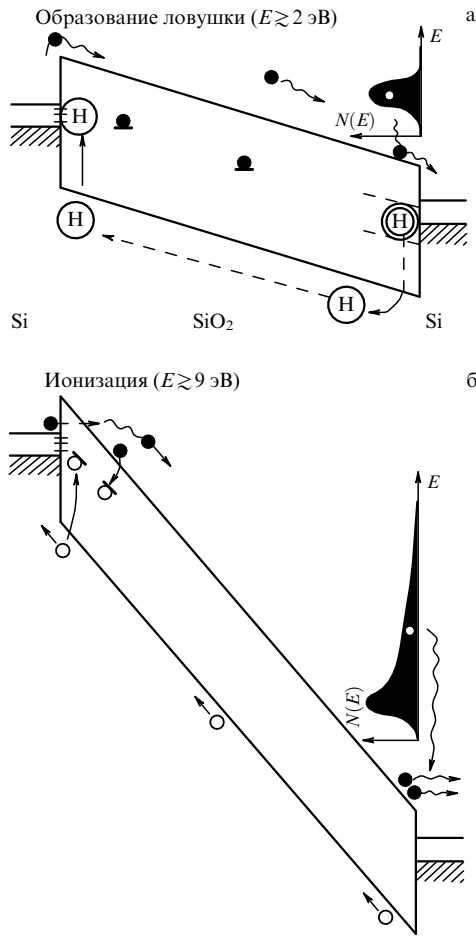


Рис. 16. Энергетическая диаграмма структуры кремний – оксид кремния – поликремний при положительном потенциале на поликремнии в слабом электрическом поле (а). Электроны, инжектированные из кремния, разогреваются в оксиде кремния и генерируют дырки (H) в поликремнии, которые инжектируются в оксид кремния (б).

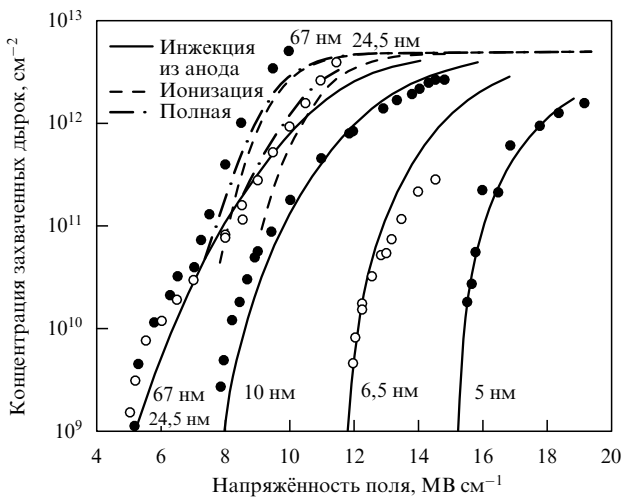


Рис. 17. Поверхностная плотность положительного заряда в зависимости от напряжения для разных толщин оксида кремния.

эмиссии из SiO_xN_y на два, а из Si_3N_4 на четыре порядка ниже, чем из SiO_2 . Низкая эффективность эмиссии

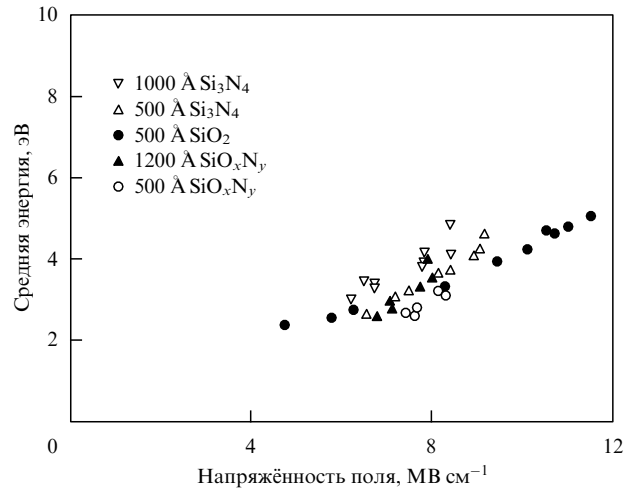


Рис. 18. Средняя энергия электронов в оксиде, нитриде и оксинитриде кремния разных толщин в зависимости от электрического поля. Энергия электронов измеряется от дна зоны проводимости диэлектрика.

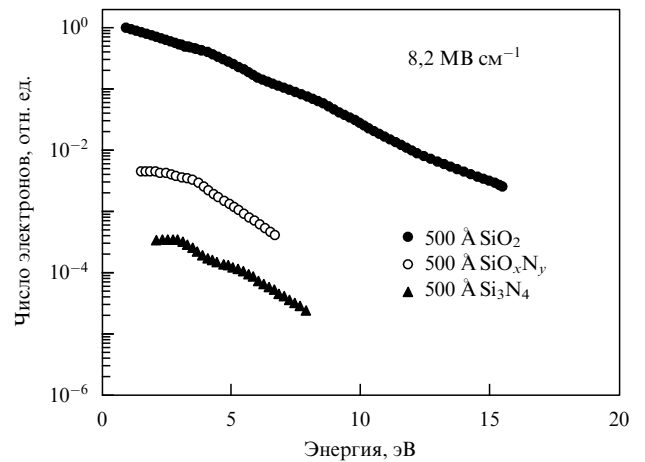


Рис. 19. Распределение электронов по энергии для оксида, нитрида и оксинитрида кремния в электрическом поле $8,2 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$.

электронов из SiO_xN_y и Si_3N_4 обусловлена захватом электронов на ловушки.

6. Заключение

В относительно слабых электрических полях ($10^4 - 1 \times 10^6 \text{ В см}^{-1}$) функция распределения электронов в SiO_2 задаётся рассеянием на продольных оптических фононах. В сильных полях ($> 10^6 \text{ В см}^{-1}$) функция распределения определяется рассеянием электронов на акустических фононах. Разогрев электронов, инжектированных из кремния в оксид кремния, приводит к генерации горячих дырок в поликремниевом электроде и последующей их инжекции в оксид кремния. Благодаря локализации электронов на ловушках в нитриде и оксинитриде кремния эффективность эмиссии электронов из SiO_xN_y и Si_3N_4 на порядки меньше, чем из SiO_2 .

Благодарности. Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 14-19-00192.

Список литературы

1. Гриценко В А "Флэш приборы памяти" *Диэлектрики в наноэлектронике* (Отв. ред. А Л Асеев) (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010)
2. Fischetti M V, DiMaria D J *Phys. Rev. Lett.* **55** 2475 (1985)
3. Roizin Y, Gritsenko V, in *Dielectric Films for Advanced Microelectronics* (Eds M R Baklanov, M L Green, K Maex) (Chichester: John Wiley and Sons, 2007) p. 251
4. Wrazien S J et al. *Solid-State Electron.* **47** 885 (2003)
5. Lee C-H et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 152908 (2005)
6. Lisiansky M et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 153506 (2006)
7. Перевалов Т В, Гриценко В А *УФН* **180** 587 (2010); Perevalov T V, Gritsenko V A *Phys. Usp.* **53** 561 (2010)
8. Nasyrov K A, Shaimeev S S, Gritsenko V A, Han J H J. *Appl. Phys.* **105** 123709 (2009)
9. Vishnyakov A V, Novikov Yu N, Gritsenko V A, Nasyrov K A *Solid-State Electron.* **53** 25 (2009)
10. Gritsenko V A, Nasyrov K A "Transport and defects in advanced gate dielectrics", in *Nano and Giga Challenges in Microelectronics, Conf., September 10, Moscow, Russia, 2002*, p. 131
11. Gritsenko V A et al. *Solid-State Electron.* **47** 1651 (2003)
12. Lee C-H, Park K-C, Kim K *Appl. Phys. Lett.* **87** 073510 (2005)
13. Prince B *Vertical 3D Memory Technologies* (Chichester: John Wiley and Sons, 2014)
14. Fischetti M V *Phys. Rev. B* **31** 2099 (1985)
15. DiMaria D J, Cartier E, Buchanan D A J. *Appl. Phys.* **80** 304 (1996)
16. Некрашевич С С, Гриценко В А *ФТТ* **56** 209 (2014); Nekrashevich S S, Gritsenko V A *Phys. Solid State* **56** 207 (2014)
17. Hughes R C *Phys. Rev. Lett.* **30** 1333 (1973)
18. Hughes R C *Phys. Rev. Lett.* **35** 449 (1975)
19. Thornber K K, Feynman R P *Phys. Rev. B* **1** 4099 (1970)
20. Fitting H-J, Friemann J-U *Phys. Status Solidi A* **69** 349 (1982)
21. Fitting H-J, Boyde J *Phys. Status Solidi A* **75** 137 (1983)
22. Fischetti M V et al. *Phys. Rev. B* **31** 8124 (1985)
23. Berglund C N, Powell R J J. *Appl. Phys.* **42** 573 (1971)
24. Гриценко В А, Могильников К П, Ржанов А В *Письма в ЖЭТФ* **27** 400 (1978); Gritsenko V A, Mogil'nikov K P, Rzhanov A V *JETP Lett.* **27** 375 (1978)
25. Гриценко В А *УФН* **178** 727 (2008); Gritsenko V A *Phys. Usp.* **51** 699 (2008)
26. Theis T N et al. *Phys. Rev. Lett.* **52** 1445 (1984)
27. Theis T N et al. *Phys. Rev. Lett.* **50** 750 (1983)
28. DiMaria D J et al. *J. Appl. Phys.* **57** 1214 (1985)
29. Novikov Yu N, Gritsenko V A J. *Appl. Phys.* **110** 014107 (2011)
30. Гриценко В А *Строение и электронная структура аморфных диэлектриков в кремниевых МДП структурах* (Новосибирск: Наука, 1993)
31. Ginovker A S, Gritsenko V A, Sinita S P *Phys. Status Solidi B* **26** 489 (1974)
32. Brorson S D et al. *J. Appl. Phys.* **58** 1302 (1985)
33. Alig R C, Bloom S, Struck C W *Phys. Rev. B* **22** 5565 (1980)
34. Geist J, Gladden W K *Phys. Rev. B* **27** 4833 (1983)
35. Есаев Д Г, Синица С П *Письма в ЖТФ* **12** 1063 (1986); Esaev D G, Sinita S P *Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** 440 (1986)
36. Esaev D G, Sinita S P *Microelectron. Eng.* **22** 211 (1993)
37. DiMaria D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 3213 (1986)
38. Fischetti M V et al. *Phys. Rev. B* **35** 4404 (1987)
39. Sorokin A H, Karpushin A A, Gritsenko V A, Wong H J. *Appl. Phys.* **105** 073706 (2009)
40. Nekrashevich S S, Gritsenko V A J. *Appl. Phys.* **110** 114103 (2011)
41. Гриценко В А, Перевалов Т В *Физика диэлектрических пленок: атомная и электронная структура* (Новосибирск: Автограф, 2015)
42. Nasyrov K A, Gritsenko V A et al. *J. Appl. Phys.* **96** 4293 (2004)
43. Насыров К А, Гриценко В А *УФН* **183** 1099 (2013); Nasyrov K A, Gritsenko V A *Phys. Usp.* **56** 999 (2013)
44. DiMaria D J, Abernathy J R J. *Appl. Phys.* **60** 1727 (1986)

Hot electrons in silicon oxide

V.A. Gritsenko

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Lavrent'eva 13, 630090 Novosibirsk, Russian Federation; Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation; Novosibirsk State Technical University, prosp. K. Marksa 20, 630073 Novosibirsk, Russian Federation
E-mail: grits@isp.nsc.ru

One particular use of amorphous silicon oxide SiO₂, a material crucial for silicon device technology and design, is as a flash memory tunnel dielectric. The breakdown field of SiO₂ exceeds 10⁷ V cm⁻¹. Strong electric fields in SiO₂ give rise to phenomena that do not occur in crystalline semiconductors. In relatively low electric fields (10⁴–10⁶ V cm⁻¹) the electron distribution function is determined by the scattering of electrons by longitudinal optical phonons. In high fields (in excess of 10⁶ V cm⁻¹) the distribution function is determined by electron-acoustic phonon scattering.

Keywords: silicon oxide, hot electrons, scattering, optical phonons

PACS numbers: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 72.80.Sk, 73.40.Sx

Bibliography — 44 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (9) 971–979 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038008>

Received 2 September 2016, revised 7 December 2016

Physics–Uspekhi **60** (9) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.12.038008>