

ляет собой своего рода конденсат. Основанием для этого служит, во-первых, то, что трансляционно инвариантный вакуум алгебр КАС и КПС является инвариантным также относительно фазовых преобразований, что означает существование аномальных функций Грина, отличных от 0, и приводит к образованию конденсата [3]. Во-вторых, расчет моделей фермионных полей ψ методом среднего поля, роль которого играет вакуумное поле ϕ , также приводит к описанию последнего как конденсата. Задание хиггсовского поля как конденсата было предложено в модели так называемых «техникварков», однако там он вводился изначально и строился из вспомогательных полей [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гриб А. А. Проблемы инвариантности вакуума в квантовой теории поля. М.: Атомиздат, 1978. [2] Диксмье Ж. C^* -алгебры и их представления. М.: Мир, 1974. [3] Боголюбов Н. Н. В кн.: Статистическая физика и квантовая теория поля. М.: Наука, 1973, с. 7—80. [4] Ellis J. Phenomenology of unified gauge theories. — Preprint TH-3174-CERN, 1981.

Поступила в редакцию
02.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛОВУШЕК В АМОРФНОМ ГИДРИРОВАННОМ КРЕМНИИ МЕТОДОМ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

А. Н. Невзоров, Ю. А. Зарифьянц, В. О. Абрамов, В. Е. Дрозд

(кафедра общей физики для химического факультета)

Одним из перспективных фотопреобразователей солнечной энергии на основе аморфного гидрированного кремния ($a\text{-Si:H}$) является диод Шоттки [1]. КПД этого прибора зависит от характеристических длин материала (диффузионной и дрейфовой длины, ширины области пространственного заряда) и формы барьера Шоттки, в значительной мере определяющихся плотностью и сечениями захвата локализованных электронных состояний в щели подвижности. В настоящей работе для определения этих параметров нами исследовались низкочастотные вольт-фарадные характеристики (ВФХ) барьера Шоттки в $a\text{-Si:H}$, позволяющие оценивать параметры ловушек вблизи уровня Ферми [2].

Пленки $a\text{-Si:H}$ n -типа толщиной 0,8 мкм наносились при разложении моносилана в тлеющем ВЧ-разряде на покрытые слоем хрома кварцевые пластины. Для формирования барьера Шоттки на поверхность пленки перед напылением палладиевого электрода наносился слой SnO_2 толщиной 30 Å методом молекулярного наслаивания [3]. ВФХ измеряли путем фазового выделения сигнала адмиттанса [4]. Температура измерений 293 К.

На рис. 1 приведены типичные ВФХ наших структур, измеренные при различных частотах (f) тестового сигнала. Следует отметить, что нам впервые удалось в экспериментах на таких пленках наблюдать рост емкости на фиксированной частоте ($f=1$ Гц) как при прямом, так и при обратном смещении диода. Именно такой вид низкочастотных ВФХ и был теоретически предсказан в работе [5]. Возрастание емкости при обратных смещениях обусловлено тем, что глубокие ловушки в

области пространственного заряда успевают перезарядиться, если частота f не слишком велика. Наоборот, при достаточно высокой частоте основной вклад в емкость дают электроны, захватывающиеся на ловушки вблизи уровня Ферми в объеме. Из анализа ВФХ, снятой при частоте 10 Гц, по приближенному соотношению $d(C^{-2})/dV = 2(\epsilon\epsilon_0 N_F)^{-1}$ (ϵ — диэлектрическая проницаемость) была определена плотность состояний на уровне Ферми $N_F = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$. Это значение является типичным для пленок $\alpha\text{-Si:H}$, изготовленных в данном технологическом режиме, и совпадает с оценками, сделанными для тех же образцов фотоэлектрическими методами [6].

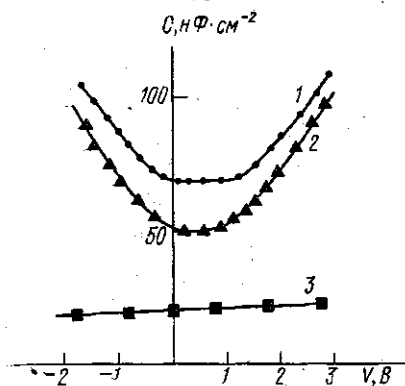


Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики структуры $\text{Pd-Cr}_2\text{O}_3\text{-}\alpha\text{-Si:H-Cr}$, измеренные на частотах 1 (1), 2 (2) и 10 (3) Гц. Положительное напряжение соответствует прямому смещению диода

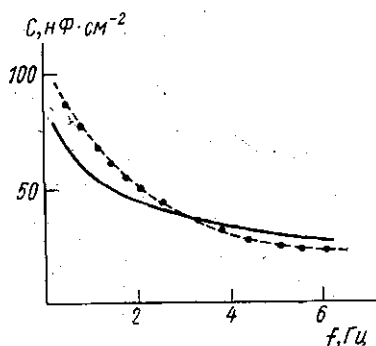


Рис. 2. Зависимость емкости от частоты для структуры $\text{Pd-Cr}_2\text{O}_3\text{-}\alpha\text{-Si:H-Cr}$ при нулевом напряжении смещения (сплошная кривая — расчетная)

Для оценки кинетических параметров локализованных состояний исследовались частотные зависимости емкости диода при нулевом смещении (рис. 2), которые затем были сопоставлены с теоретическим соотношением из работы [7]:

$$C(f) = \frac{\epsilon}{L_0} \left\{ 1 + \ln \left[\frac{eV_B}{kT(1 + \ln(f_0/f))} \right] \right\}^{-1}$$

где L_0 — дебаевская длина экранирования, V_B — высота потенциального барьера, f_0 — верхняя граничная частота перезарядки ловушек в области пространственного заряда. Для $L_0 = 0,18 \text{ мкм}$ и $V_B = 0,1 \text{ эВ}$ была построена расчетная кривая (сплошная линия на рис. 2), для которой $f_0 = 6 \text{ Гц}$. С другой стороны, время термического выброса электрона из ловушки с энергией E в делокализованное состояние $\tau = (kT\rho_c v_t S)^{-1} \exp[(E_c - E)/kT]$, где E_c — энергия дна зоны проводимости, ρ_c — плотность состояний на дне зоны проводимости, v_t — тепловая скорость электрона, S — сечение захвата электрона ловушкой. На основе измеренных температурных зависимостей проводимости пленок $\alpha\text{-Si:H}$ было определено положение уровня Ферми E_F в объеме $E_c - E_F = 0,57 \text{ эВ}$. Приняв $\rho_c = 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$ [7] и считая, что $\tau = f_0^{-1}$, можно оценить значение S из приведенного выше соотношения. Для всех исследованных образцов эта величина составляла $\sim 10^{-14} \text{ см}^2$. К таким же результатам приводили и прямые измерения эффективного времени релаксации фототока в наших пленках при низком уровне возбуждения ($5 \cdot 10^{12} \text{ квант} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), когда смещение квазиуровня

Ферми не превышало kT и установление электронного равновесия лимитировалось выбросами из ловушек вблизи равновесного уровня Ферми. Близкие значения S в $a\text{-Si:H}$ приведены в работе [8].

Следует заметить, что использованное нами соотношение было получено для системы с моноэнергетическим уровнем. Однако наличие медленно меняющегося логарифмического члена делает оправданным усреднение по энергетическому распределению ловушек, свойственному $a\text{-Si:H}$, и введение эффективного уровня, адекватно описывающего процесс захвата и выброса электронов из локализованных состояний.

В заключение отметим, что промежуточный слой Si_2O_3 , полученный по методу [3], не приводил к изменениям энергетического спектра ловушек $a\text{-Si:H}$, как показали контрольные опыты с образцами без такой пленки. Поэтому нанесение туннельно-тонких слоев окислов перспективно для улучшения характеристик диодов Шоттки на основе $a\text{-Si:H}$.

Авторы выражают благодарность А. Г. Казанскому за помощь в изготовлении образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Anderson D. A., Moddel G., Paul W. J. *Electr. Mat.*, 1980, 9, N 1, p. 141. [2] Spear W. E., Le Comber P. G., Snee A. J. *Phil. Mag.*, 1978, 38, p. 303. [3] Алесковский А. Б. *Стехиометрия и синтез твердых соединений*. Л.: Наука, 1976, с. 51—67. [4] Белотелов С. В., Сурис Р. А., Федоров В. Н. *Приб. и техн. эксперимента*, 1978, № 1, с. 216. [5] Goodman N. V., Fritsche H. *Phil. Mag.*, 1980, 42, N 1, p. 149. [6] Гордеев С. Н., Зарифьянц Ю. А., Казанский А. Г. В кн.: *II Республ. конф. по фотоэлектрич. явлениям в полупроводниках*. Киев, 1982, с. 96. [7] Viktorovitch P., Moddel G. *J. Appl. Phys.*, 1980, 51, N 9, p. 4847. [8] Abbles B. et al. *Solid State Comm.*, 1982, 41, N 3, p. 251.

Поступила в редакцию
03.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 621.375.826

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИИ ТЕА CO_2 -ЛАЗЕРА С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

А. Б. Васильев, А. И. Федосеев

(кафедра оптики и спектроскопии)

Одним из важных направлений исследований CO_2 -лазеров в последние годы стало получение генерации на переходах с высокорасположенных колебательных уровней — на так называемых полосах секвенции и «горячих» переходах. Вовлечение в процесс генерации таких переходов наряду с основным лазерным переходом 00^01-10^00 (длина волны $\lambda=10,6$ мкм) молекулы CO_2 приводит к существенному росту мощности лазера и позволяет повысить эффективность схемы энергии с мощных CO_2 -усилителей на 20—40% [1]. С другой стороны, для эффективного усиления коротких импульсов излучения, длительность которых сравнима с временем вращательной релаксации, необходимо, чтобы спектр генерации состоял из нескольких колебательно-вращательных линий [2]. В работе [3] сообщалось о реализации режима работы ТЕА CO_2 -лазера, в котором генерация происходила одновременно на первой (00^01-10^00) и второй (00^02-10^01) полосах секвенции.