

ФОРМИРОВАНИЕ АКТИВАЦИОННОГО БАРЬЕРА НА КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ—АМОРФНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Архинов В. И., Логин В. М., Руденко А. И., Симашкевич А. А.,
Шутов С. Д.

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследований процессов формирования потенциального барьера в приэлектродной области аморфного полупроводника. Показано, что возникновение барьера вблизи контакта металл—аморфный полупроводник, а также свойства этого барьера обусловлены широким энергетическим спектром локализованных состояний $g(\mathcal{E})$, характерным для неупорядоченных полупроводников. Проводится также сравнение полученных теоретических результатов с экспериментальными данными по частотной, температурной и полевой зависимостям барьерной емкости. Результаты проведенных исследований позволяют сделать вывод об активационном характере барьеров в структурах металл—аморфный полупроводник.

Электронные процессы на контактах металл—аморфный полупроводник (М—АП) до последнего времени оставались мало изученными, хотя указания на существенную роль контактов в формировании электрических и фотоэлектрических свойств структур металл—халькогенидный стеклообразный полупроводник (М—ХСП) появились давно [1]. В работах [2, 3] было показано, что емкость барьера М—ХСП увеличивается с уменьшением частоты приложенного напряжения или с ростом температуры, но в этих работах не наблюдалась зависимость емкости контактов от величины приложенного напряжения. Недавно такая зависимость была обнаружена в структурах $\text{Al}(\text{Au})\text{—}[\text{As}(\text{Sb})]_2\text{S}_3$ при низких (менее 10^{-3} Гц) частотах изменения напряженности поля [4]. Теоретическая модель, поясняющая возникновение частотной зависимости емкости структуры М—АП, рассматривалась в работе [5]. Однако при постановке задачи в этой работе сделан ряд допущений, не позволяющих получить зависимость емкости от приложенного напряжения.

Рассмотрим плоскопараллельный образец АП толщиной L с напыленными металлическими контактами, к которому приложено постоянное напряжение V . Учитывая характерную для ХСП сильную асимметрию подвижностей электронов и дырок, будем решать задачу, считая, что менее подвижные носители (электроны) практически не перераспределяются за время эксперимента. Математическая постановка задачи о формировании потенциального барьера на контакте М—АП под действием приложенного напряжения включает в себя уравнение полного тока

$$(\varepsilon' \Delta_t) (\partial_t) E(x, t) + c_{uc} p_c(x, t) E(x, t) = j(t), \quad (1)$$

уравнение Пуассона

$$(\partial_x) E(x, t) = (\Delta_t e / \varepsilon) \Delta p(x, t), \quad (2)$$

кинетическое уравнение, описывающее захват носителей на локализованные состояния и термическое освобождение из этих состояний,

$$(\partial_t) \varphi(x, t, \mathcal{E}) = (1 - s_0) [g(\mathcal{E}) - \varphi(x, t, \mathcal{E})] p_c(x, t) - v_0 \exp(-\mathcal{E}/kT) \varphi(x, t, \mathcal{E}), \quad (3)$$

а также уравнение, дающее соотношение между плотностью избыточных носителей и их энергетическим распределением,

$$\Delta p(x, t) = \int_0^{\infty} d\varepsilon [\rho(x, t, \varepsilon) - \rho_0(\varepsilon)]. \quad (4)$$

В уравнениях (1)–(4) x — координата ($0 \leq x \leq L$, $x=0$ — координата анода, $x=L$ — координата катода), t — время, p_c — плотность делокализованных носителей, Δp — плотность избыточных носителей, ρ — плотность распределения локализованных носителей по энергии, E — напряженность электрического поля, ρ_0 — равновесная плотность распределения локализованных носителей по энергии в отсутствие приложенного напряжения, j — полный ток, ε — диэлектрическая проницаемость, e — заряд носителя, μ_c — подвижность делокализованных носителей, ν_0 — частотный фактор термического освобождения, T — температура, k — постоянная Больцмана, величина s_0 характеризует сечение захвата носителя на локализованное состояние.

Граничные условия задачи должны учитывать постоянство напряжения на образце $\int_0^L dx E(x, t) = V$, а также характерное для нейтральных контактов М—АП отсутствие инжекции из анода ($x=0$) $e\mu_c p_c(0, t) E(0, t) = 0$. Начальные условия соответствуют включению напряжения в момент $t=0$:

$$p_c(x, 0) = p_c^{(0)}, \quad \rho(x, 0, \varepsilon) = \rho_0(\varepsilon), \quad E(x, 0) = V/L, \quad (5)$$

где $p_c^{(0)}$ — равновесная плотность делокализованных носителей. Стационарное распределение локализованных носителей $\rho_0(\varepsilon)$ является равновесным решением уравнения (3)

$$\rho_0(\varepsilon) = g(\varepsilon) [1 + (s_0 \nu_0 / p_c^{(0)}) \exp(-\varepsilon/kT)]^{-1}. \quad (6)$$

Анализ системы (1)–(6) показывает, что начиная с момента $t=0$ объем образца разделяется на две характерные области плоскостью $x = x_*(t)$. В интервале $x_*(t) \leq x \leq L$ плотность объемного заряда оказывается равной нулю. В области $0 \leq x \leq x_*(t)$ плотность объемного заряда $n(t) = -\Delta p(x, t)$ постоянна и определяется выражением

$$n(t) = \int_0^{\infty} d\varepsilon \rho_0(\varepsilon) \{1 - \exp[-\nu_0 t \exp(-\varepsilon/kT)]\}, \quad 0 \leq x \leq x_*(t). \quad (7)$$

Временная зависимость демаркационной координаты $x_*(t)$ имеет вид

$$x_*(t) = \mu_c [p_c^{(0)} / n(t)] (V/L) t, \quad 0 \leq t \leq t_1, \quad x_*(t) = [\varepsilon V / 2\pi e n(t)]^{1/2}, \quad t > t_1, \quad (8)$$

где время t_1 определяется из условия $[t_1^2 / n(t_1)] = (\varepsilon V / 2\pi e) (L / V \mu_c p_c^{(0)})^2$.

Поскольку $n(t)$ растет со временем медленнее, чем линейная функция, координата $x_*(t)$ увеличивается до момента $t=t_1$, а затем начинает убывать. Однако, если выполняется условие $x_*(t_1) > L$, существует интервал времени $t_2 < t < t_3$ [$x_*(t_2) = L$, $x_*(t_3) = L$], в пределах которого область однородного объемного заряда занимает весь образец.

Возникновение области объемного заряда вблизи контакта М—АП и временная эволюция этой области могут быть объяснены простыми физическими соображениями. После приложения к образцу электрического поля носители (дырки), освобождающиеся с ловушек вследствие термической активации, дрейфуют к катоду, и в результате отсутствия инжекции с контакта вблизи анода возникает область объемного заряда электронов (рис. 1, а). В условиях термического равновесия, предшествовавших включению напряжения, энергетическая плотность захваченных носителей заметно отлична от нуля только вблизи уровня Ферми [см. (6)], хотя концентрация локализованных состояний в хвосте зоны проводящих состояний, как правило, существенно превышает плотность ловушек на уровне Ферми. Поэтому, прежде чем носитель, оказавшийся в зоне проводящих состояний, вновь будет захвачен на глубокую ловушку и вернется в термически равновесное состояние, он несколько раз испытает акты захвата и освобождения на более мелких ловушках и пройдет значительное рас-

стояние по зоне проводящих состояний. Это расстояние на начальном интервале времени $0 \leq t \leq t_1$ определяет толщину слоя объемного заряда $x_*(t)$. «Энергетическая глубина» слоя и, следовательно, плотность объемного заряда электронов $n(t)$ в данный момент t определяются положением демаркационного уровня $\mathcal{E}_d(t) = kT \ln(\nu_0 t)$, «выше» которого ловушки уже пусты, а «ниже» — их заселенность еще остается равновесной [см. (7)].

Увеличение толщины заряженного слоя продолжается до тех пор, пока либо слой занимает весь образец, либо объемный заряд слоя полностью экранирует приложенное электрическое поле. Рассмотрим сначала второй случай. В этом случае поле продолжает переносить освобождающиеся носители к границе слоя и внутри него плотность заряда продолжает возрастать в соответствии с зависимостью (7). Однако на границе слоя поле обращается в нуль, дрейф носителей прекращается и «опустошенные» ранее ловушки заполняются носителями,

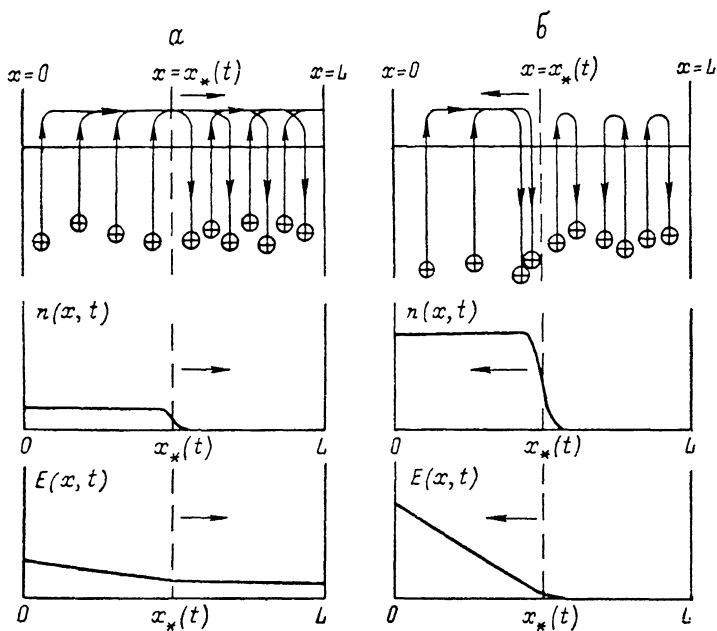


Рис. 1. Кинетика освобождения с ловушек, дрейфа и захвата носителей, а также динамика плотности объемного заряда и напряженности поля в процессе формирования активационного барьера.

а — начальная стадия формирования; плотность объемного заряда мала, поле отлично от нуля во всем образце, носители, освобождающиеся с ловушек в области объемного заряда, могут выйти за ее пределы, и толщина заряженного слоя растет; **б** — конечная стадия формирования барьера; плотность объемного заряда достаточно велика для полной экранировки приложенного поля, носители, делокализованные в области объемного заряда, прекращают дрейф и вновь захватываются на ловушки на границе этой области, толщина заряженного слоя убывает.

прибывающими из области объемного заряда (рис. 1, б). В результате при $t > t_1$ толщина заряженного слоя убывает. Если же область объемного заряда успевает занять весь образец ($x_* \geq L$) раньше, чем приложенное поле будет заэкранировано, образец остается почти однородно заряженным до тех пор, пока поле не обратится в нуль на катоде. В дальнейшем уменьшение толщины заряженного слоя будет происходить так же, как и в предыдущем случае.

Заметим, что в описанных выше процессах роль диффузии сводится к небольшому «размытию» границы слоя объемного заряда вблизи $x = x_*(t)$. Однако при уменьшении толщины слоя возрастает градиент плотности и соответственно диффузия начинает играть все более заметную роль в формировании пространственного распределения заряда. При достаточно больших временах (выходящих за пределы рассмотрения в настоящей работе) конкуренция дрейфа и диффузии приведет к установлению стационарного распределения плотности заряда.

Временная эволюция плотности объемного заряда в случае $x_*(t_1) \leq L$ приводит к следующей частотной зависимости емкости C контакта М—АП:

$$C(f) = C_0 + (\epsilon \mu_c p_c^{(0)} / Lf) - (\epsilon p_c^{(0)} / 2LV) (\mu_c V / Lf)^2 [p_c^{(0)} / n(1/f)], \quad f > (1/t_1), \quad (9)$$

$$C(f) = [\epsilon en(1/f) / 2V]^{1/2}, \quad f < (1/t_1), \quad (10)$$

где $C_0 = (\epsilon / 4\pi L)$ — геометрическая емкость образца. В случае $x_*(t_1) > L$ результаты (9) и (10) справедливы в интервалах частот $f > (1/t_2)$ и $f < (1/t_3)$ соответственно. В промежуточном интервале $(1/t_3) < f < (1/t_2)$ выражение для емкости контакта имеет вид

$$C(f) = C_0 + [en(1/f) L / 2V], \quad (1/t_3) < f < (1/t_2). \quad (11)$$

Отметим следующие важные особенности полученных результатов: 1) при низких частотах приложенного напряжения емкость контакта М—АП становится сильно зависящей от частоты; 2) в области низких частот емкость про-

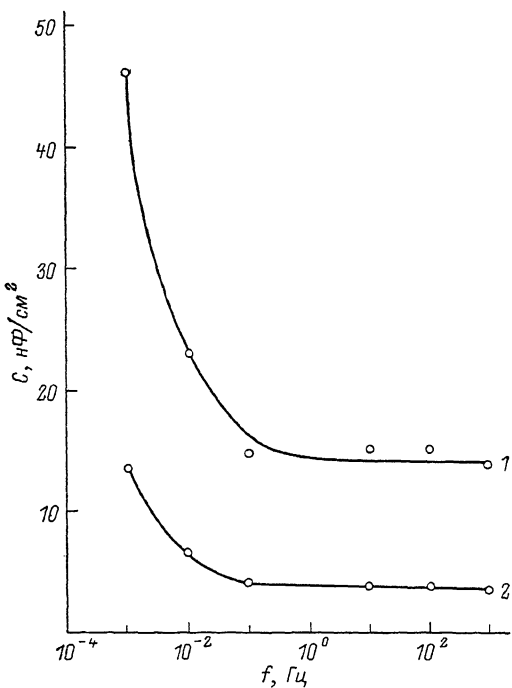


Рис. 2. Частотные зависимости емкости структур Au—Sb₂S₃—Al (1) и Au—As₂S₃—Al (2).

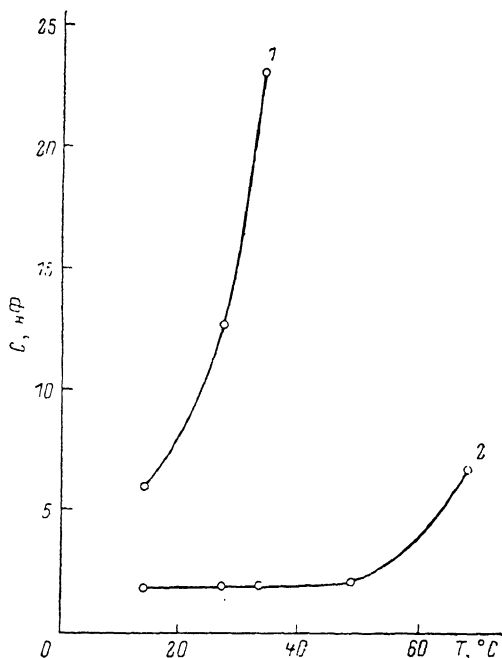


Рис. 3. Температурные зависимости контактной емкости для структур Au—Sb₂S₃—Al (1) и Au—As₂S₃—Al (2) на частоте 10³ Гц.

являет характерную для барьера Шоттки зависимость от приложенного напряжения ($C^{-2} \sim V$); 3) поскольку плотность объемного заряда в образце зависит от температуры [см. (7)], емкость контакта М—АП также оказывается зависящей от температуры, причем особенно сильной эта зависимость становится в случае низкой частоты приложенного напряжения. Совокупность отмеченных выше отличительных черт электронных процессов на контакте М—АП позволяет говорить о новом типе потенциального барьера — активационном барьере на контакте металл—аморфный полупроводник.

Конкретный вид частотной зависимости емкости контакта М—АП определяется энергетическим спектром локализованных состояний. В качестве примера рассмотрим функцию $g(\mathcal{E})$, которая вблизи уровня Ферми \mathcal{E}_F экспоненциально растет с энергией: $g(\mathcal{E}) = g_F \exp [(\mathcal{E} - \mathcal{E}_F) / \mathcal{E}_0]$, где g_F — энергетическая плотность состояний на уровне Ферми, \mathcal{E}_0 — характерная энергия возрастания плотности состояний. В этом случае на начальном временном интервале $0 \leq t \leq t_F$ [здесь t_F — время освобождения носителей из ловушек вблизи уровня Ферми: $t_F = (1/\nu_0) \exp(\mathcal{E}_F / kT)$] не происходит заметного изменения заселенности состояний, лежащих под уровнем Ферми, и плотность объемного

заряда $n(t)$ линейно растет со временем: $n(t) = (g_F \varepsilon_0) (\nu_0 t) \exp(-\varepsilon_F/kT)$. При $t > t_F$ происходит интенсивное опустошение все более глубоких ловушек и рост функции $n(t)$ замедляется: $n(t) = (g_F kT) (\nu_0 t)^\alpha \exp(-\varepsilon_F/\varepsilon_0)$, где $\alpha = (kT/\varepsilon_0)$, $\alpha < 1$. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением случая достаточно толстого образца, когда выполняется неравенство $t_1 > t_F$, [$t_1 = (1/\nu_0) \times (\varepsilon g_F \varepsilon_0 L^2 / 2\pi e \mu_s^2 s_0^2 V) \exp(\varepsilon_F/kT)$]. В этих условиях частотная зависимость емкости контакта М—АП описывается выражениями

$$C(f) = C_0 + (\nu_0/f) (e \mu_s s_0 / L) [1 - (\mu_s s_0 / 2g_F \varepsilon_0 L^2) V] \exp(-\varepsilon_F/kT), \quad t \leq t_F, \quad (12a)$$

$$C(f) = (\nu_0/f)^{1/2} (\varepsilon e g_F \varepsilon_0 / 2\pi V)^{1/2} \exp(-\varepsilon_F/2kT), \quad t_F < t \leq t_1, \quad (12b)$$

$$C(f) = (\nu_0/f)^{\alpha/2} (\varepsilon e g_F kT / 2\pi V)^{1/2} \exp(-\varepsilon_F/2\varepsilon_0), \quad t > t_1. \quad (12b)$$

Экспериментальное исследование свойств активационных барьеров проводилось на структурах металл—ХСП (металлы — золото, алюминий; ХСП —

сульфид сурьмы, сульфид мышьяка). Сэндвич-структуры изготавливались методом вакуумного напыления. В экспериментах измерялись вольт-фарадные характеристики, а также частотные и температурные зависимости емкости сэндвич-структур. В области инфранизких частот емкость структур для различных напряжений определялась по емкостной составляющей тока, вызываемого равномерно изменяющимся напряжением смещения.

В диапазоне частот $10^3 - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ емкость структур М—ХСП не зависит от

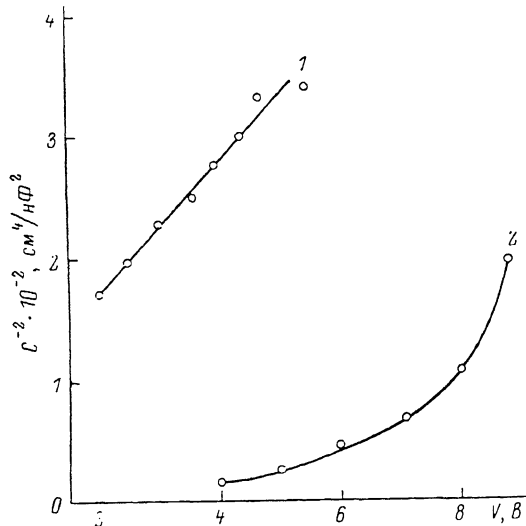


Рис. 4. Зависимости $C^{-2}(V)$ для структур Al—As₂S₃ (1) и Au—As₂S₃ (2) на частоте 10^{-3} Гц при температуре 342 К.

частоты и соответствует геометрической емкости. Дальнейшее понижение частоты приводит к быстрому возрастанию емкости, величина которой может в несколько раз превосходить величину геометрической емкости. Частотные зависимости емкости структур Au—ХСП—Al показаны на рис. 2. Заметим, что для обеих кривых величина емкости при высоких частотах хорошо согласуется со значением геометрической емкости. Поведение кривых $C(f)$ при малых частотах ($f < 10^{-1} \text{ с}^{-1}$) описывается зависимостью (12в), причем параметр α для обеих кривых близок к величине $\alpha = 0.5$.

Как и предсказывает развитая выше теоретическая модель, резкое увеличение емкости структуры наблюдается также с повышением температуры при фиксированном значении частоты. На рис. 3 представлены температурные зависимости емкости структур Au—ХСП—Al, снятые при частоте 10^{-3} с^{-1} . Проведенные эксперименты показали также отсутствие зависимости барьерной емкости от величины приложенного напряжения при высоких частотах и низких температурах. Такая зависимость начинает проявляться при достаточно низких частотах или достаточно высоких температурах, когда емкость структуры существенно превышает геометрическую. При этом емкость зависит от напряжения как $C^{-2} \sim V$ (рис. 4), что соответствует формуле (10).

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов исследования свойств контактов М—АП дает основание для ряда выводов о характере барьеров в таких структурах. Потенциальный барьер в структуре М—АП образуется при перераспределении зарядов, локализованных на ловушках в объеме АП, которое происходит за счет активационного механизма либо при достаточно больших временах, либо при достаточно высоких температурах. Именно поэтому

резкое возрастание емкости структуры М—АП наблюдается при уменьшении частоты или увеличении температуры. Об активационном характере барьеров в исследованных структурах М—ХСП свидетельствуют также отсутствие при высоких частотах и низких температурах зависимости емкости структуры от величины приложенного напряжения и появление такой зависимости при низких частотах или высоких температурах.

Л и т е р а т у р а

- [1] Kolomiets B. T., Lyubin V. M. — Phys. St. Sol. (a), 1973, v. 17, N 1, p. 11—46.
- [2] Wallace A. M., Owen A. E., Robertson J. M. — Phil. Mag. B, 1978, v. 38, N 1, p. 57—70.
- [3] Ohano S., Suzuki M., Suzuki M. — Japan. J. Appl. Phys., 1981, v. 20, N 9, p. 1635—1640.
- [4] Simashkevich A. A., Shutov S. D. — Phys. St. Sol. (a), 1984, v. 84, N 1, p. 343—352.
- [5] Tiedje T. — In: Physics of Disordered Materials. N. Y.—London, 1985, p. 461—467.

Московский инженерно-физический институт

Получена 5.12.1986
Принята к печати 20.07.1987

