

ПОВЕДЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ИНВЕРСИОННОМ КАНАЛЕ КРЕМНИЕВОЙ МДП СТРУКТУРЫ

Ш.М.Гасанлы,¹ Э.К.Гусейнов²

¹Институт физики АН Азербайджанской Республики,
370122, Баку, Азербайджан

²Научно-исследовательский институт фотоэлектроники
АН Азербайджанской республики,
370141, Баку, Азербайджан
(Поступило в Редакцию 14 сентября 1994 г.)

Введение

Особое внимание, уделяемое вопросам переноса носителей заряда в приповерхностном слое полупроводника МДП структуры, объясняется не только необходимостью создания и совершенствования МДП транзисторов, но и специфичностью условий движения носителей заряда в инверсионных слоях, толщина которых обычно составляет порядка десятков нанометров. Это обстоятельство приводит к тому, что носители заряда движутся в непосредственной близости от заряженных центров, локализованных на поверхности полупроводника и в приповерхностном слое окисла; в итоге взаимодействие носителей заряда с этими центрами должно сказываться на величине их подвижности.

Настоящая работа посвящена исследованию поведения холловской подвижности (μ_{pH}) и подвижности по проводимости (μ_{σ}) в p -инверсионных каналах МДП системы в зависимости от концентрации носителей заряда, температуры и напряжения на затворе, а также изучению влияния механизмов рассеяния на величину подвижности носителей заряда.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Измерение подвижности носителей заряда в инверсионных каналах МДП структур обычно проводится на основе методов, используемых при измерениях подвижности носителей заряда в объеме полупроводника, в частности методами измерения эффекта Холла и проводимости [1,4].

Измерения эдс Холла и падение потенциала вдоль канала в зависимости от напряжения на затворе V_g производились в режиме автоматической записи, что позволило значительно сократить время на проведение измерений и увеличить точность измерения V_H , V_{σ} и J_c вблизи порога открывания канала. Отметим, что для получения достоверных сведений об эдс Холла V_H и проводимости V_{σ} измерения этих параметров проводились при достаточно малых скоростях изменения напряжения треугольной формы (~ 0.2 В/см), а потенциал между стоком и истоком V_{sd} выбирался исходя из условия $V_{sd} \ll V_g$ (10–500 мВ), что обеспечивало установление равномерного распределения потенциала в канале. Напряженность магнитного поля была в пределах $8 \cdot 10^3$ Гс.

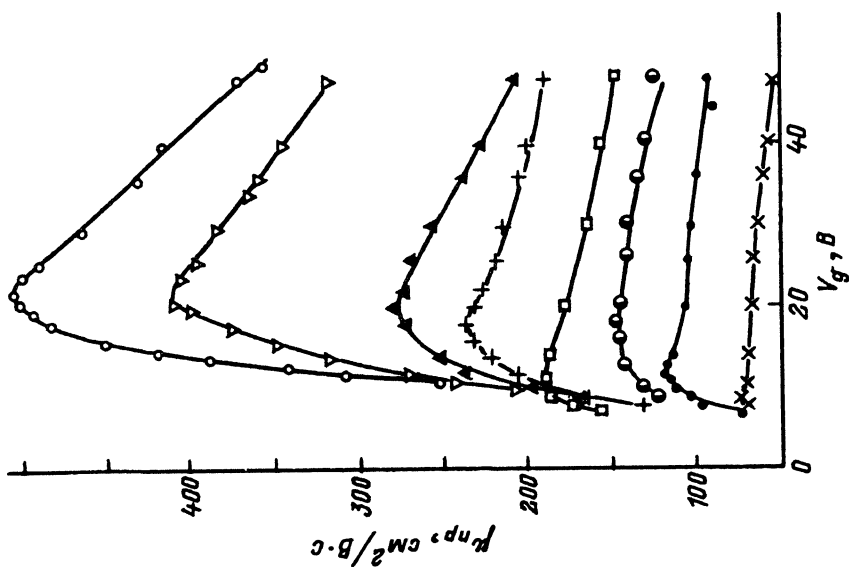


Рис. 1. Зависимость холловской подвижности и проводимости по проводимости от напряжений на затворе V_g при различных температурах.
 x — 370, • — 292, ○ — 98, v — 140, ● — 261, ▲ — 189, + — 196, □ — 900 K.

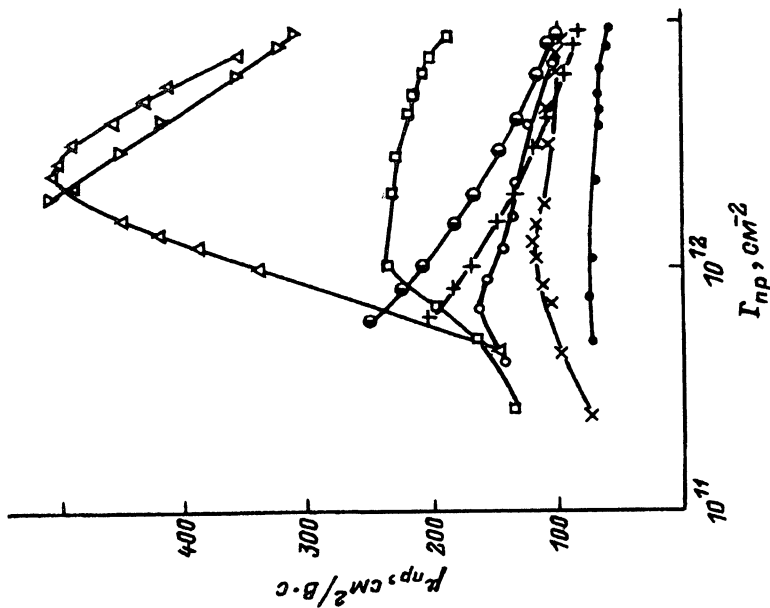


Рис. 2. Зависимость холловской подвижности от концентрации дырок при различных температурах для образцов серии А и Б.
 x — B-2, T = 300 K; Δ — B-2, T = 98 K; □ — B-2, T = 195 K; ● — B-2, T = 370 K; ○ — A-1, T = 300 K; ●, v, + — теория.

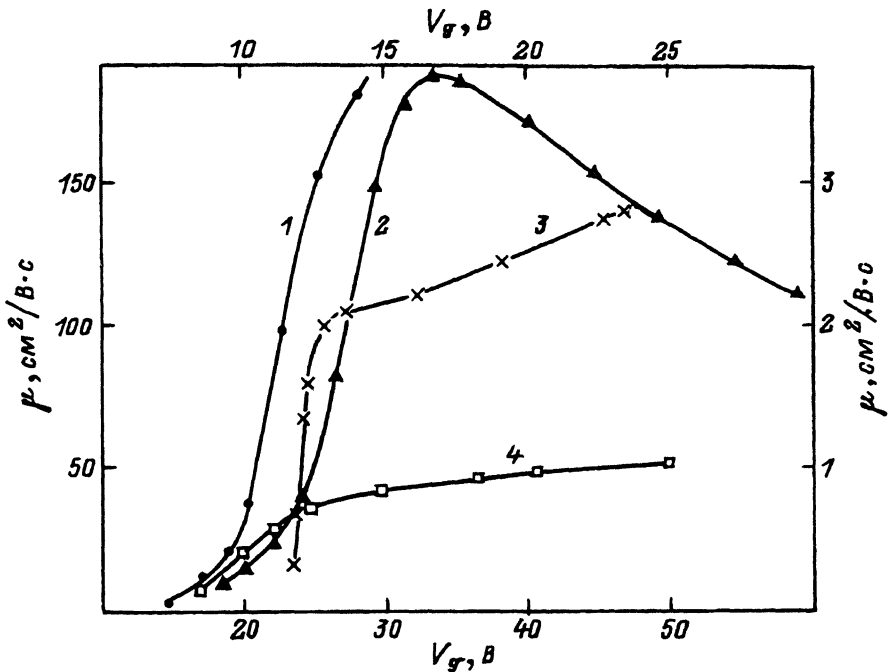


Рис. 3. Зависимость подвижности по проводимости от напряжения на затворе V_g для образцов серии K1022.

Исследованные образцы представляли собой МДП структуры и МДП транзисторы, на которых фотолитографией формировались две пары холловских контактов и контакты под исток и сток. Для изготовления холловских МДП структур использовался кремний КЭФ-5 с $\rho = 5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ориентацией (111) — образцы серии А, а также кремний КЭФ-7.5 с $\rho = 7.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ориентацией (100) — образцы серии Б. МДП транзисторы (серия K1022) были изготовлены на основе кремния КЭФ-5. Использовалась стандартная планарная технология. Размеры каналов в холловских МДП структур составляли $50 \times 300 \text{ мкм}$, а в МДП транзисторах — $20 \times 200 \text{ мкм}$.

На рис. 1-3 показаны экспериментальные зависимости холловской подвижности μ_H и подвижности по проводимости μ_σ дырок в канале от напряжения на полевом электроде V_g и от концентрации дырок Γ_{pH} для ряда образцов при различных температурах. На рис. 4 показаны зависимости холловской подвижности μ_{pH} от температуры при фиксированных Γ_{pH} и V_g . Из рисунков видны следующие основные закономерности поведения подвижности носителей заряда.

1. С ростом напряжения на затворе V_g и концентрации дырок Γ_{pH} значение подвижности растет, достигает максимума и затем медленно уменьшается. (рис. 1,2).

2. С понижением температуры подвижность растет и достигает максимума, величина которого с уменьшением температуры смещается в область больших V_g и Γ_{pH} (рис. 2).

3. В максимуме значение подвижности $\mu_{pH_{\max}}(V_g, \Gamma_{pH})$ составляет примерно четверть своего значения в объеме полупроводника.

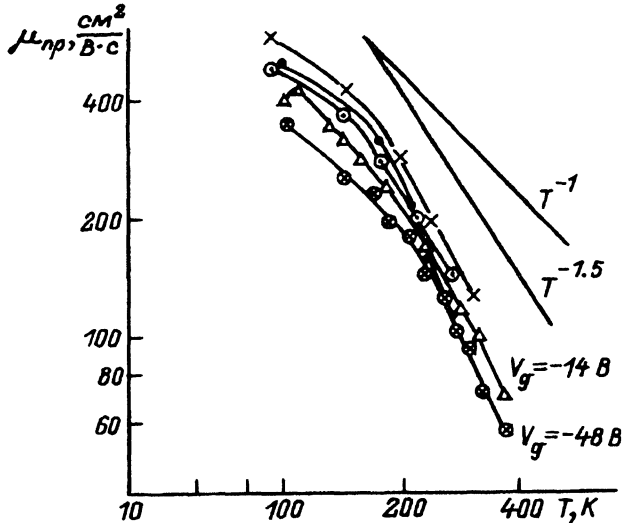


Рис. 4. Температурная зависимость холловской подвижности при различных фиксированных напряжениях на затворе V_g .

x, ●, ⊙ — теоретические кривые, рассчитанные по формулам (2)–(4) соответственно.

4. При малых напряжениях на затворе может наблюдаться максимум в температурной зависимости подвижности $\mu_{pH}(T)$ (рис. 4).

5. Наблюдается анизотропия поверхностной подвижности носителей заряда. Из рис. 2 видно, что максимальная величина $(\mu_{pH_{max}})$ для кристаллов, ориентированных по (111), больше, чем при ориентации (100): $(\mu_{pH_{max}})(111) > (\mu_{pH_{max}})(100)$.

Отмеченные закономерности изменения подвижности носителей заряда не объясняются классической теорией диффузионного рассеяния [1]. С учетом особенностей получения МДП структур и движения носителей заряда в инверсионном канале для анализа полученных данных рассмотрим различные механизмы рассеяния, играющие существенную роль в условиях инверсионных каналов.

Рост подвижности с увеличением напряжения на затворе V_g при температурах 98 и 300 К (рис. 1) вблизи порога открывания канала наблюдался ранее в ряде работ [2–4]. Если учесть, что поверхность полупроводника всегда имеет некоторую рельефность, тогда можно предположить, что в инверсионном канале вблизи порога открывания канала V_{g0} поведение подвижности в большей степени обусловлено неоднородностью электрических характеристик канала, причем при $V_g = V_{g0}$ неоднородность канала наибольшая. С увеличением V_g неоднородности канала сглаживаются. Действительно; допустим, что неоднородность электрических свойств канала связана с неоднородным распределением заряда Q_{ss} в окисле и на поверхностных уровнях, т.е. флуктуации поверхностного потенциала φ_s связаны с флуктуациями Q_{ss} . Тогда по мере роста V_g , т.е. открыванием канала функциональные связи между φ_s и Q_{ss} будут уменьшаться, при этом должны уменьшаться и флуктуации концентрации носителей заряда. Поэтому в сильно открытом канале неоднородности слабее влияют на перенос носителей.

При больших V_g проявляются другие механизмы, влияющие на величину подвижности носителей заряда.

Значительным влиянием микронеоднородностей инверсионного канала, вызывающих флуктуации поверхностного потенциала, можно, по-видимому, объяснить существенно меньшие значения подвижности в поверхностном канале по сравнению с ее значениями в объеме полупроводника. В сильнонеоднородных каналах на кремнии с большим числом дефектов границы раздела Si-SiO₂ нами наблюдались значения подвижности по проводимости $\sim 1-3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (рис. 3).

Рассеяние на флуктуациях потенциала носит, видимо, ионный характер. Это подтверждается поведением подвижности, а именно с понижением температуры а) величина μ_{pH} растет, б) максимум подвижности $\mu_{pH}(\Gamma_p, V_g)$ смещается в сторону больших Γ_p и V_g (рис. 1,2). В области больших концентраций дырок в канале (справа от максимума зависимости подвижности от концентрации) заметную роль уже играет фоновое рассеяние.

Для объяснения поведения подвижности при больших избыточных концентрациях дырок в канале нами был проведен расчет эффективной подвижности при рассеянии на объемных акустических фонах в условиях вырождения газа носителей. Мы предполагаем, что в области больших концентраций при низких температурах энергетический спектр дырок может быть дискретным, а дырочный газ вырожденным. Расчет подвижности проводился по формуле

$$\mu_{ak} = \frac{2q\hbar^3 \rho V_e^2}{2\pi E^2 m^2 k_0 T} \frac{3}{b}; \quad b = \left(\frac{48\pi q^2 m}{\varepsilon \hbar^2} \left[N_{depl} + \frac{11}{32} \Gamma_p \right] \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где $m = 4.55 \cdot 10^{-28} \text{ г}$ (эффективная масса тяжелых дырок в кремнии), $\varepsilon = 11.8$ — диэлектрическая проницаемость, $V_e = 9.15 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ — скорость распространения ультразвуковых колебаний, ρ — плотность кремния, $E_1 = 7.9 \text{ эВ}$ — константа деформационного потенциала.

Для облегчения расчета мы пренебрегли концентрацией ионов в слое обеднения N_{depl} по сравнению с величиной $\frac{11}{32} \Gamma_p$, что возможно для достаточно больших Γ_{pH} .

Результаты расчета для нескольких температур показаны на рис. 2. Как видно, теоретические кривые при низких температурах хорошо согласуются с экспериментальными для концентраций $\Gamma_{pH} > 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Это позволяет утверждать, что при таких концентрациях Γ_{pH} и температурах $T \sim 100 \text{ К}$ поведение подвижности определяется рассеянием на акустических фонах в условиях вырождения дырочного газа.

При температуре $T \sim 370 \text{ К}$ сколько-нибудь удовлетворительного совпадения экспериментальных данных с расчетными в исследованной области концентраций не наблюдается, что, видимо, связано с худшим выполнением условий вырождения при высоких температурах. Как видно из рис. 4, при низких концентрациях носителей заряда в канале ($\Gamma_{pH} \sim 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) в температурной зависимости подвижности наблюдается максимум. Согласно работам [5,6], в монокристаллических образцах существование подобного максимума как качественно, так и количественно согласуется с представлениями о рассеянии на ионах

примеси и колебания решетчатых решетки. В целях проверки этого представления нами был проведен расчет подвижности носителей по формулам

$$\mu_I = \frac{64\pi^{1/2}\varepsilon^2(2k_0T)^{3/2}}{N_I q^3 m^{1/2}} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{12\pi\varepsilon k_0 T}{q^2 N_I^{1/3}} \right)^2 \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

$$\mu_H(\text{реш}) = 500 \cdot (T/300)^{-2.7} \quad [5]. \quad (3)$$

Суммарная подвижность

$$\mu = \mu_I \cdot \mu_H(\text{реш}) / (\mu_I + \mu_H(\text{реш})), \quad (4)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость кремния, N_I — концентрация ионов, q — заряд носителей, m — эффективная масса, k_0 — коэффициент Больцмана, T — абсолютная температура.

Расчет проводился на ЭВМ для концентраций ионов $N_I = 10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур 80–400 К. Результаты расчета приведены на рис. 4. Видно, что в области температур выше 200 К экспериментальные и расчетные значения подвижности в пределах ошибок хорошо согласуются между собой. При $100 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$ различие между $\mu_{\text{эксп}}$ и $\mu_{\text{расч}}$ существенное, причем оно в большей степени проявляется в области больших концентраций ($\Gamma_p > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$). Из рис. 4 видно также, что наклон кривых $\mu_H(T)$ при $T > 200 \text{ К}$ совпадает с законом $T^{-3/2}$, а при $T < 150 \text{ К}$ — с законом T^{-1} , что дополнительно подтверждает, что в условиях классического приближения при высоких температурах рассеяние происходит на фонах ($T^{-3/2}$) и при низких температурах происходит квантование поперечного движения носителей заряда.

Таким образом, анализ полученных данных указывает на сложность и своеобразие процессов рассеяния носителей заряда в инверсионных каналах МДП структур и подчеркивает особенности этих систем. Получено, что а) подвижность носителей заряда в инверсионных каналах исследованных нами образцов значительно ниже, чем в объеме полупроводника; б) при низких значениях концентрации носителей заряда ($\Gamma_{pH} < 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) при $T = 80 - 300 \text{ К}$ основную роль в рассеянии носителей заряда играет неоднородность инверсионного канала и заряженные центры границы раздела Si-SiO₂; в) в области температур $T = 80 - 300 \text{ К}$ при $\Gamma_{pH} > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ доминирующую роль играет рассеяние на акустических фонах. При таких концентрациях и при $T \sim 100 \text{ К}$ в исследованных МДП структурах наступают квантование энергетического спектра и вырождение дырочного газа.

Список литературы

- [1] Fang F.F., Fowler A.B. // Phys. Rev. 1968. N 3. P. 619.
- [2] Абессонова Л.Н., Добровольский В.Н. // ФТП. 1976. Вып. 4. С. 605.
- [3] Гасанлы Ш.М., Голубев В.В., Купина В.Я. // Изв. вузов. Физика. 1980. № 12. С. 44..
- [4] Гузев А.А., Курьшев Г.Л., Сеница С.П. // ФТП. 1970. Вып. 11. С. 2043.
- [5] Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников. М., 1975.
- [6] Блат Френк Дж. Теория подвижности электронов в твердых телах. М.; Л., 1963.