

ПОВЕРХНОСТНОЕ РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ИНВЕРСИОННЫХ n -КАНАЛАХ Si—МОП СТРУКТУР

Байрамов М. А.,
Веденев А. С., Ждан А. Г., Щамхалова Б. С.

Измерены температурные и полевые зависимости холловских концентрации n_H и подвижности μ_H электронов в инверсионном n -канале на поверхности кремния в областях $n_H = 10^8 \div 10^{13}$ см⁻² и температур $T = 10 - 300$ К. Исследовались «холловские» Si—МОП транзисторы, изготовленные по HCl-технологии на (100) p -Si (толщина окисла 1800 Å).

Зависимости $\mu_H(n_H)$ обнаруживают два максимума, обусловленных конкуренцией эффектов экранирования крупномасштабного флуктуационного потенциала (слабая инверсия) или уменьшения парциального вклада рассеяния на заряженных центрах (сильная инверсия) и усиления рассеяния электронов фононами и (или) шероховатостями поверхности.

Зависимости $\mu_H(n_H)$ для области низких температур не описываются теорией слабого ФП: ее применение к экспериментальным данным приводит к заниженным значениям характерного энергетического масштаба ФП Δ и плотности обуславливающих его заряженных центров n_f . При $T < 100$ К заряженные пограничные центры обуславливают дополнительное, резерфордское, рассеяние электронов, которое выявляется на «фоне» эффектов ФП по зависимости $\mu_H(T)$ при концентрациях n_H , отвечающих сильно экранированному ФП и практическому отсутствию рассеяния на шероховатостях поверхности или фононах.

Концентрация поверхностных рассеивателей ($\approx 2.5 \div 10^{10}$ см⁻²) оказывается близкой к концентрации заряженных центров, обуславливающих крупномасштабный ФП ($n_f \geq 10^{10}$ см⁻²).

Обнаружена узкая область концентраций ($n_H \approx 2 \div 10^{11}$ см⁻²), в которой исчезает температурная зависимость μ_H в широком диапазоне температур (10—100 К), по-видимому, обусловленная доминирующей ролью рассеяния электронов на заряженных центрах в условиях вырождения электронного газа.

Вопросы о механизме и условиях проявления поверхностного рассеяния носителей заряда в каналах инверсии начиная с пионерской работы Шриффера [1] вызывают неизменный интерес [2—17]. Наличие «... огромного (и неупорядоченного) количества данных по явлениям электронного переноса в инверсионных слоях. . . , полученных в ограниченной области температур и параметров образцов. . . » [16, с. 112], не позволяет достичь определенной однозначности физического описания концентрационной и температурной зависимостей холловской подвижности носителей заряда $\mu_H(n_H, T)$, в частности разделить вклад в μ_H микроскопических механизмов рассеяния и крупномасштабного флуктуационного потенциала (ФП).

Действительно, безотносительно к типу инверсионного канала (n или p) твердо установлено существование на концентрационной зависимости μ_H при низких температурах резкого максимума, локализованного в области $n_H, p_H \sim 10^{12}$ см⁻². Наиболее отчетливо этот максимум проявляется при $T \leq 100$ К; с увеличением температуры он понижается и вблизи комнатных температур исчезает. При промежуточных температурах ($T \sim 100$ К) для инверсионных n -каналов на зависимости $\mu_H(n_H)$ изредка наблюдаются два максимума [3: 16, с. 113]. Первый из них, гораздо более пологий, отвечает области слабой инверсии ($n_H \leq 10^{11}$ см⁻²). Факт сосуществования двух максимумов μ_H получил пока лишь качественное объяснение: рост μ_H в области первого максимума связывается с экранированием ФП свободными носителями заряда, а в области вто-

рого — с ослаблением вследствие вырождения электронного газа рассеяния на заряженных пограничных состояниях (ПС); спад μ_H с n_H и в том, и в другом случаях объясняется усилением рассеяния на фононах и (или) шероховатостях поверхности [17; 15, с. 131]. Заметим, однако, что количественный анализ эффектов ФП проводится в рамках теории слабого ФП, развитой Брюсом^[8], и на основании концентрационных зависимостей μ_H для p -канала, содержащих единственный максимум [9, 12], причем этот максимум с почти десятикратным перепадом по величине μ_H ($\Delta\mu_H/\mu_H^{\text{max}} \approx 1$) наблюдается при концентрациях $p_H \approx 10^{12}$ см⁻², более характерных для второго максимума кривых μ_H (n_H) [3, 16]. Между тем теория Брюса позволяет объяснить лишь малые изменения μ_H ($\Delta\mu_H/\mu_H^{\text{max}} \ll 1$). Это обстоятельство игнорируют авторы практически всех работ, посвященных проявлениям ФП в инверсионных каналах, включая и автора теории (см. [9, 17], а также [15, с. 84—85] и [16, с. 115—116]). Имеются и качественные различия в интерпретации физической природы высококонцентрационного максимума зависимостей μ_H (n_H , p_H). С одной стороны, рост подвижности объясняется вырождением электронного газа [17; 15, с. 131—132], а с другой, — только экранированием ФП [8, 12; 16, с. 115—116]. В этой связи возникает ряд существенных вопросов. В какой области концентраций преимущественно проявляется ФП, каковы критерии выделения эффектов ФП на фоне конкурирующих механизмов концентрационной зависимости μ_H , чем обусловлен ФП — локализованными зарядами (например, на ПС) или иными причинами (неоднородностью диэлектрика и т. п.), т. е. коррелирует ли амплитуда ФП с плотностью заряженных поверхностных рассеивателей, реализуются ли на практике условия слабого ФП и, наконец, каков характер рассеяния на заряженных ПС?

По-видимому, эти вопросы во многом вызваны отсутствием достаточно точных и детальных экспериментов по концентрационным и температурным зависимостям μ_H . Например, отсутствие в [3] данных для области слабой инверсии (n_H , $p_H \approx 10^9$ см⁻²) не позволяет определить полный перепад μ_H в области первого максимума; наличие на зависимости μ_H (p_H) единственного максимума [12] может быть обусловлено либо спецификой объектов исследования (сверхтонкий подзатворный оксид), либо ограниченностью температурного диапазона измерений; наконец, до сих пор [15, 16] экспериментально исследовались не очень качественные структуры с низкими значениями μ_H и с высокой плотностью заряда в окисле.

В настоящей работе на основе развитого в [18, 19] прецизионного метода эффекта Холла в широких интервалах n_H и T анализируются проявления ФП и поверхностного рассеяния в кинетических характеристиках инверсионных Si— n -каналов с целью поиска ответов на указанные вопросы.

Исследовались Si—МОП структуры, полученные термическим окислением (100) p -Si КДВ-20 по HCl-технологии, имевшие конфигурацию «холловского» полевого транзистора (см. вставку на рис. 1). Толщина слоя SiO₂ составляла 0,18 мкм. Техника экспериментов и геометрия образцов описаны в [18—20, 21].

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости μ_H (n_H) при различных температурах из области 10—290 К. Эти зависимости (ср. с [3, 12]) в широком диапазоне температур (40—290 К) систематически обнаруживают два максимума и гораздо более высокие значения μ_H . Первый максимум (слабая инверсия $n_H \approx 5 \cdot 10^{10}$ см⁻²), относительно низкий ($\Delta\mu_H/\mu_H^{\text{max}} \leq 0.3$) и пологий, исчезает при $T < 40$ К. Второй максимум (сильная инверсия, $n_H > 10^{12}$ см⁻²) проявляется при всех температурах, причем тем резче, чем ниже температура: предельное значение $\Delta\mu_H/\mu_H^{\text{max}} \approx 1$ при 10 К, с ростом T $\Delta\mu_H/\mu_H$ уменьшается, а положение максимума смещается в сторону больших n_H .¹ В области слабой инверсии ($n_H < 10^9$ см⁻²) μ_H практически не зависит от n_H при промежуточных T , а при комнатных температурах μ_H спадает с ростом n_H . Интересно также существование узкой области концентраций ($n_H \approx 2 \cdot 10^{11}$ см⁻²), в которой исчезает температурная за-

¹ Эти закономерности указывают, в частности, на то, что характер кривых μ_H — n_H существенно определяется условиями опытов, т. е. различия этих условий (по свойствам образцов, области температур, чувствительности измерительной системы и др.) вполне могут влиять на отмечавшиеся расхождения результатов (наличие одного или двух максимумов) и противоречия в их интерпретации.

висимость μ_H : в этой области при $T < 100$ К пересекаются все графики $\mu_H - n_H$. В области перекрытия условий экспериментов наблюдаемые зависимости $\mu_H(n_H, T)$ лучше всего согласуются с данными работ [3; 16, с. 113].

При интерпретации приведенных данных будем, следуя [15], считать, что наблюдаемые зависимости $\mu_H - n_H$ могут определяться как дополнительным поверхностным рассеянием, так и ФП, обусловленными зарядами, локализованными на ПС. При этом выделение вклада в μ_H поверхностного рассеяния требует

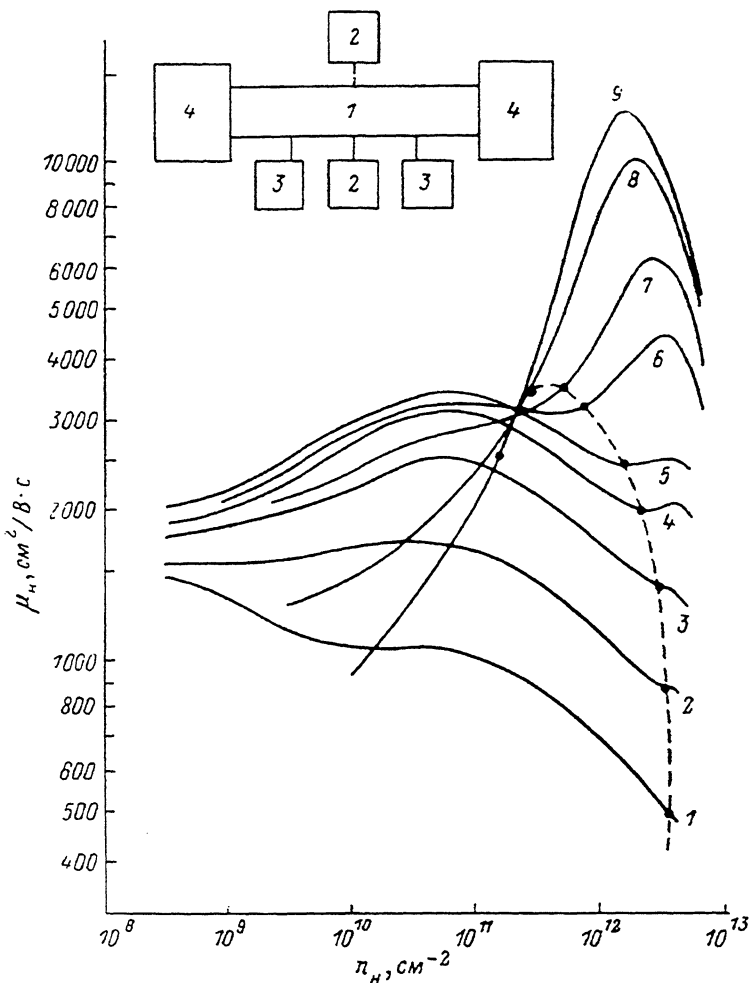


Рис. 1. Зависимости холловской подвижности электронов в инверсионном канале от их холловской концентрации при различных температурах.

T , К: 1 — 290, 2 — 220, 3 — 160, 4 — 120, 5 — 100, 6 — 60, 7 — 40, 8 — 20, 9 — 10. Штриховой линией и точками отмечены границы области вырождения электронного газа. На вставке приведена геометрия «холловского» Si-MOП транзистора: 1 — затвор, 2 — холловские зонды, 3 — потенциальные зонды, 4 — токовые контакты (исток и сток); размеры канала 2.5×0.25 мм, толщина окисла 0.18 мкм.

исключения эффектов ФП. В случае слабого ФП [8] это в общем нетрудно сделать, используя соотношение

$$\mu_H = \mu_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta}{kT} \right)^2 F \right] \quad (1)$$

и соответствующую теорию поверхностного рассеяния, например [4] или [6]. [Здесь $\mu_0 \propto n_i^{-1}$ — микроскопическая подвижность, $\Delta = (q^2/\bar{\epsilon}) \chi \pi n_i$ — характерный энергетический масштаб ФП, n_i — концентрация заряженных поверхностных состояний, q — элементарный заряд, $\bar{\epsilon}$ — диэлектрическая проницаемость области границы раздела, k — постоянная Больцмана, T — температура, F — фактор экранирования]. Однако, если реальный ФП не описывается теорией [8], при решении этой задачи возникают существенные трудности.

Действительно, условие применимости $[\delta]^{1/2} (\Delta/kT)^2 F \ll 1$, т. е. изменения μ_H , происходящие в результате действия ФП, должны удовлетворять неравенству $\Delta\mu_H/\mu_H^{\text{max}} \ll 1$. Обращаясь к высокотемпературным кривым $\mu_H(n_H)$ на рис. 1, видим, что изменение μ_H с n_H , например, при $T=100$ К в области $10^8 \leq n_H \leq 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ($\Delta\mu_H/\mu_H^{\text{max}} \geq 0.3$), как отмечалось, не может быть количественно описано в рамках теории [8]. Между тем область максимумов высокотемпературных кривых $\mu_H(n_H)$ вследствие конкуренции эффектов экранирования ФП [8, 9] (рост μ_H) и усиления поверхностного рассеяния на фононах и (или) шероховато-

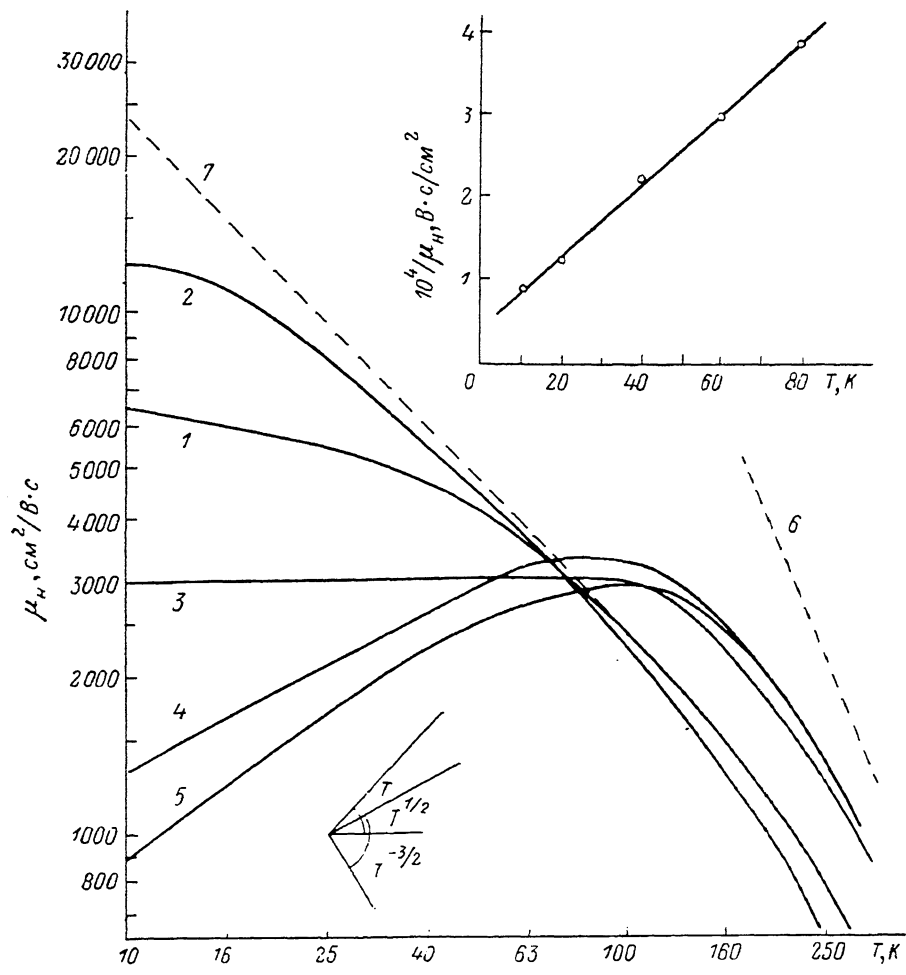


Рис. 2. Температурные зависимости холловской подвижности при фиксированных значениях холловской концентрации электронов в канале.
 $n_H, \text{см}^{-2}$: 1 — $5 \cdot 10^{12}$, 2 — $1.6 \cdot 10^{12}$, 3 — $2 \cdot 10^{11}$, 4 — $4 \cdot 10^{10}$, 5 — $1 \cdot 10^{10}$. 6 — температурная зависимость подвижности электронов в n-Si для фононного механизма рассеяния [22]; 7 — подвижность электронов в инверсионном канале для фононного механизма рассеяния. На вставке — зависимость $\mu_H^{-1}(T)$ при $n_H = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

стях поверхности [7, 12, 13, 17] (спад μ_H) в определенном смысле выделена: здесь, с одной стороны, ФП уже существенно подавлен экранированием, а с другой, — поверхностное рассеяние электронов еще заметно не сказывается на величинах μ_0 , а следовательно, и μ_H . Действительно, для фононного рассеяния, согласно [7], $\mu_0 \propto (n_d + \frac{11}{32} n_s)^{-1/2}$, где $n_s \approx n_H$ — поверхностная концентрация электронов в канале, $n_d \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (КДБ-20) — плотность заряда в обедненном слое; для рассеяния на шероховатостях поверхности [13] $\mu_0 \propto (n_d + n_s)^{-1}$. При $n_s < n_d$ μ_0 в обоих случаях практически не зависит от n_s, n_H . Поэтому будем считать, что температурная зависимость $\mu_H^{\text{max}}(T)$, построенная для соответствующих концентраций $n_H = \text{const} < n_d$, отражает температурную зависимость μ_0 .

в области слабой инверсии. Используем эту зависимость для идентификации механизма рассеяния электронов в слабо инвертированном канале. Она представлена на рис. 2 (кривая 4): в области $T \leq 100$ К отчетливо проявляется закон $\mu_H^{\text{max}} \sim T^{1/2}$, характерный для резерфордовского рассеяния электронов на заряженных центрах [4]:

$$\mu_0 = \frac{3z}{4\sqrt{2\pi}} \frac{(kT)^{1/2}}{(m_*)^{1/2} q n_i} = \frac{A}{n_i}, \quad (2)$$

m_* — эффективная масса по электропроводности.²

Отсюда ($z=7.7$ [16], $m_*=0.19 m_0$ [15]) находим $n_i=3.7 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Это значение n_i следует считать немного завышенными, поскольку вследствие неполного экранирования ФП $\mu_H^{\text{max}} \leq \mu_0$.

В то же время в области слабой инверсии μ_0 не должно изменяться с n_H (см., например, [5]). На этом основании, воспользовавшись (1), можно оценить величину μ_0 для области слабой инверсии и

T = 100 К		
lg n_H (n_H , см ⁻³)	$\mu_0 \cdot 10^{-3}$, см ² /В·с	(Δ/kT) ²
9.1	5.40	0.143
9.3	5.50	0.153
9.5	5.21	0.145
9.7	4.33	0.112
9.9	4.05	0.096
10.1	3.87	0.083
10.3	3.85	0.080

минимально возможное значение n_i , обуславливающее ФП. Поскольку наблюдаемые изменения μ_H с n_H выходят за пределы применимости теории [8], т. е. формально фактор $1/2 (\Delta/kT)^2 F$ оказывается близким к единице, очевидно, что при $1/2 (\Delta/kT)^2 F \geq 1$ использование (1) приводит к абсурду: холловская подвижность обращается в нуль или становится отрицательной. Между тем на опыте всегда $\mu_H > 0$. Поэтому при формально больших значениях фактора $1/2 (\Delta/kT)^2 F \simeq 1$ реальная зависимость $\mu_H(n_i)$

должна быть более слабой, чем по теории [8], а значит, соотношение (1) в рассмотренной ситуации должно давать нижний предел n_i . Иными словами, при обработке, согласно (1), экспериментальной кривой $\mu_H(n_i)$ для $T = \text{const}$ при условии $1/2 (\Delta/kT)^2 F \simeq 1$ с учетом зависимости $F(n_H)$ [8, 20] следует ожидать заниженных значений Δ и $n_i \propto \Delta^2$. Вычисляя при $T=100$ К F для нескольких n_H , отвечающих области слабой инверсии, и решая систему из двух уравнений (1), записываемых последовательно для каждой пары соседних значений n_H , находим зависимость $\mu_0 - n_H$. Как явствует из таблицы, имеется область концентраций $n_H < 3 \cdot 10^9$ см⁻³, в которой μ_0 практически не изменяется с n_H , что в определенной степени оправдывает данный подход к оценке n_i . Значение n_i , найденное по средней величине $(\Delta/kT)^2$ из диапазона $\mu_0 = \text{const}$, составляет $1.1 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

Таким образом, величина n_i должна лежать в интервале $1.1 \leq n_i \cdot 10^{-10} \leq 3.7$ см⁻³. Учитывая теперь, что при $T=100$ К μ_0 в основном определяется рассеянием электронов на заряженных ПС по величине $\mu_0 = \text{const}$, для области слабой инверсии, согласно (2), находим плотность заряженных рассеивателей $n_i = 2.5 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

Исходя из близости значений n_i , определенных по амплитуде ФП и величине μ_0 , следует заключить, что заряженные центры действительно одновременно выступают как в качестве рассеивателей, так и в качестве источника возникновения крупномасштабного ФП.

Обратимся к области сильной инверсии.

Как видно из рис. 1, 2, в интервалах $10^{11} \leq n_H \leq 10^{12}$ см⁻³ и $100 < T \leq 290$ К $\mu_H \propto n^{-1/3} T^{-(1+1.5)}$, что указывает на преобладание фононного механизма рассеяния [7, 15, с. 124]. По мере вырождения электронного газа (границы области вырождения отмечены на рис. 1 точками) во всем исследованном диапазоне температур μ_H возрастает. В дальнейшем зависимость $\mu_H(n_H)$ описывает второй, «высококонцентрационный», максимум, тем более отчетливый, чем ниже T . Фи-

² Легко убедиться, следуя [16, с. 348, с. 50—51] и диаграммам состояния, приведенным в [15, с. 116], в том, что условия применимости формулы (2), полученной в квазиклассическом приближении для двумерного невырожденного электронного газа, хорошо выполняются в области $3.5 \leq T \leq 100$ К.

зическая причина увеличения μ_H при вырождении, как отмечалось, указана в [17]. Следуя [17], по изменению μ_H на левом склоне этого максимума можно определить парциальный вклад в μ_H рассеяния на заряженных ПС и тем самым независимо найти плотность заряженных рассеивателей.³ Считая, что на правом склоне низкоконцентрационных максимумов (рис. 1, кривые 1—5) μ_H определяется смешанным рассеянием на фононах и заряженных ПС, а на правом высококонцентрационном — только рассеянием на фононах, для изменения величины μ_H^{-1} на левом склоне высококонцентрационного максимума в соответствии с правилом Маттисена и формулой (2) имеем

$$\Delta(\mu_H^{-1}) \approx n_i/A. \quad (3)$$

Для кривых 4, 5 (рис. 1), согласно (3), находим $n_i = 1.8 \cdot 10^{10}$ и $2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ соответственно, что хорошо согласуется с предыдущими оценками n_i . «Затухание» высококонцентрационного максимума с ростом температуры (ср. кривые 1—5 на рис. 1), обусловленное уменьшением парциального вклада в μ_H рассеяния на заряженных ПС, затрудняет подобную оценку для кривых 1—3.

Рассмотрим теперь область низких температур $T \leq 100 \text{ К}$. Обращает на себя внимание существование узкого интервала концентраций $n_H \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в котором (рис. 2, кривая 3) практически отсутствует температурная зависимость μ_H . (На рис. 1 в этом интервале n_H пересекаются все графики $\mu_H - n_H$ при $T \leq 100 \text{ К}$). Независимость μ_H от T в условиях вырождения электронного газа (рис. 1), по представлениям работы [17] (см. также [15, с. 128—129]), указывает на преобладание рассеяния электронов заряженными ПС. Поэтому по величине $\mu_H |_{n_H = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}} = 3000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и соотношению (3.23), приведенному в [15],

$$\mu_H = \frac{\hbar \bar{\kappa}}{\sqrt{2\pi} (g m_d m_x)^{1/2} q} \frac{n^{1/2}}{n_i} \quad (4)$$

вновь находим $n_i = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. (Здесь \hbar — постоянная Планка, $g=2$ — кратность долинного вырождения, $m_d = 0.19 m_0$ — эффективная масса плотности состояний). Расхождение кривых $\mu_H - n_H$ при $n_H < 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ обуславливается снятием вырождения [17], а при $n_H > 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ — проявлением фононного рассеяния, усиливающегося с повышением n_H и T [17]. По этой причине, а также вследствие уменьшения рассеяния на заряженных ПС с усилением вырождения электронного газа можно ожидать на левых склонах высококонцентрационных максимумов при $n_H = \text{const}$ проявления характерной для фононного рассеяния зависимости $\mu_H \propto T^{-1}$ [7]. Представляя μ_H в виде $\mu_H^{-1} = \mu_{\text{ПС}}^{-1} + \mu_{\text{Ф}}^{-1} = \mu_{\text{ПС}}^{-1} + BT$ ($\mu_{\text{ПС}}$, $\mu_{\text{Ф}}$ — подвижности, контролируемые рассеянием на заряженных ПС и на фононах соответственно; $B = \text{const}$ [7]) и замечая, что в области вырождения $\mu_{\text{ПС}}$ от температуры не зависит ([15, с. 128—129]), заключаем, что в этих условиях при $n_H = \text{const}$ μ_H^{-1} должна быть линейной функцией температуры. Соответствующая экспериментальная зависимость для $n_H = 1.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, приведенная на вставке к рис. 2, отчетливо демонстрирует эту закономерность в достаточно широком диапазоне температур. Построенная на этом основании температурная зависимость «фононной» подвижности $\mu_{\text{Ф}} = (BT)^{-1}$ представлена на рис. 2 штриховой линией 7.

Суммируем итоги. Для исследованных зависимостей холловской подвижности электронов от их концентрации характерно наличие двух максимумов. Первый (слабая инверсия) обусловлен конкуренцией эффектов экранирования ФП, приводящего к увеличению μ_H , и рассеяния электронов фононами, уменьшающего микроскопическую подвижность. Увеличение μ_H в области второго максимума (сильная инверсия) связано с уменьшением вследствие вырождения электронного газа парциального вклада рассеяния на заряженных ПС, а спад — с рассеянием на шероховатостях поверхности и фононах.

³ Очевидно, что этот подход корректен лишь для кривых $\mu_H(n_H)$, имеющих четко выраженную область $\mu_H \sim n_H^{-1/2}$ (рис. 1, кривые 1—5).

Заряженные ПС с относительно невысокой плотностью являются как причиной возникновения ФП, так и источником дополнительного, резерфордовского, рассеяния, доминирующего в слабо инвертированном канале при $T \lesssim 100$ К. Именно в этой ситуации и при условии, что ФП не очень сильный и экранируется прежде, чем наступает вырождение электронного газа, и реализуется наиболее общий случай — «двугорбые» кривые $\mu_H(n_H)$ (рис. 1, кривые 1—7). Если ФП не связан с локализованными зарядами (существует много причин возникновения электрической неоднородности канала [23, 24; 15, с. 73—84]). физические основания, согласно [17], для появления второго, высококонцентрационного, максимума исчезают и на зависимости $\mu_H(n_H)$ должен проявляться единственный, «флуктуационный», максимум. (По-видимому, именно этот случай мог иметь место в [12]). Единственный максимум на кривых $\mu_H(n_H)$ может наблюдаться также и при наличии сильного ФП, обусловленного локализованными зарядами, а именно в условиях, когда вырождение наступает прежде, чем полное экранирование ФП (рис. 1, кривые 8, 9). Таким образом, по характеру зависимостей кривых $\mu_H(n_H)$ можно судить о природе ФП.

Реально возникающий при низких температурах ФП не описывается теорией Брюса, применение которой к соответствующим экспериментальным данным приводит к заниженным значениям характерного энергетического масштаба ФП Δ и плотности обуславливающих его заряженных ПС n_c . Наблюдательно это проявляется также в форме зависимости $\Delta(T)$: Δ падает при уменьшении температуры.

Авторы выражают признательность Е. И. Гольдману, В. Б. Сандомирскому, Ю. Я. Ткачу и Е. В. Ченскому за ценные дискуссии по работе.

Список литературы

- [1] Schrieffer J. B. // Phys. Rev. B. 1955. V. 97. N 3. P. 641—646.
- [2] Stern F., Howard W. E. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 3. P. 816—835.
- [3] Fang F. F., Fowler A. B. // Phys. Rev. B. 1968. V. 169. N 3. P. 619—631.
- [4] Добровольский В. Н., Жарких Ю. С., Абессонова Л. Н. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 4. С. 723—729.
- [5] Чаплик А. В. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. В. 5. С. 1846—1852.
- [6] Ning T. H., Sah C. T. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 12. P. 4605—4613.
- [7] Esava H., Kawaji S., Nakamura K. // Japan. J. Appl. Phys. 1974. V. 13. N 1. P. 126—155.
- [8] Brews J. R. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2181—2192.
- [9] Brews J. R. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2193—2203.
- [10] Сяница С. П. // Свойства структур металл—диэлектрик—полупроводник / Под ред. А. В. Ржанова. М., 1976. С. 99—125.
- [11] Зуев В. А., Саченко А. В., Толпыго К. Б. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., 1977. 256 с.
- [12] Gusev A. A., Gurtov V. A., Rzhhanov A. V., Frantsuzov A. A. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 56. N 1. P. 61—72.
- [13] Крылов М. В., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 6. С. 2273—2280.
- [14] Гергель В. А., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 2. С. 719—736.
- [15] Добровольский В. Н., Литовченко В. Г. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев, 1985. 190 с.
- [16] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [17] Жарких Ю. С., Лысоченко С. В. // Поверхность. 1985. № 6. С. 50—56.
- [18] Бугаев В. И., Веденеев А. С., Ключкова А. М., Панков В. Г., Панченко Р. В. // Электрон. техн. Сер. 8. 1985. № 3. С. 30—32.
- [19] Веденеев А. С. // Измерит. техн. 1986. № 11. С. 46—48.
- [20] Байрамов М. А., Веденеев А. С., Волков Л. В., Ждан А. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1365—1369.
- [21] Байрамов М. А., Веденеев А. С., Ждан А. Г., Сульженко П. С. // Электрон. техн. Сер. 8. 1985. № 3. С. 78—79.
- [22] Li S. S., Thurber W. R. // Sol. St. Electron. 1977. V. 20. N 7. P. 609—616.
- [23] Веймер П. К. // Физика тонких пленок. Т. 2 // Под ред. Г. Хасса, Р. Э. Туна. М., 1967. С. 82—135.
- [24] Гуляев И. Б., Ждан А. Г., Мессерер М. А., Сандомирский В. Б. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 7. С. 1314—1323.