

УДК 621.315.592

НЕМОНОТНОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ИНВЕРСИОННЫХ p -КАНАЛОВ

Кабыченков А. Ф.

Экспериментально исследована немонотная зависимость проводимости инверсионных p -каналов кремния. Наблюдаемые особенности связываются с состоянием носителей в канале типа квазидвумерного электронного стекла. Взаимодействие между носителями в стекле приводит к образованию щели в плотности состояний на уровне Ферми. Немонотное изменение ширины щели из-за кулоновских корреляций может привести к немонотности проводимости.

Немонотная зависимость проводимости σ узких (шириной < 1 мкм) инверсионных n -каналов от концентрации электронов n в области небольших $n < 5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ наблюдалась в [1, 2]. В [1] предполагалось, что немонотность σ (n) связана с эффектами взаимодействия между локализованными носителями, в [2] — с резонансным туннелированием по квазидвумерным путям. В данной работе наблюдалась немонотная зависимость σ (p) в широких инверсионных p -каналах кремния, где проявление эффектов взаимодействия должно быть более значительным, нежели туннелирования.

Эксперимент. Исследовались кремниевые МДП транзисторы с большой плотностью поверхностных состояний $p_i = \alpha (V_i - V_g)$, где $\alpha = \kappa/4\pi ed \approx 9 \times 10^{10}$ см $^{-2}$. В $^{-1}$, $\kappa = 3.9$ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика (SiO $_2$), $d = 0.23$ мкм — толщина диэлектрика, V_i — пороговое напряжение, соответствующее пересечению линейного участка $\sigma(V_g)$ с осью V_g при температуре 77 К (рис. 1, а), V_g — напряжение на металлическом электроде, V_i — собственное пороговое напряжение, обусловленное донорами в слое обеднения. Инверсионные каналы длиной $L = 10$ мкм и шириной $D = 10^3$ мкм создавались на (100) поверхности Si : P с концентрацией доноров 10^{15} см $^{-3}$. Измерения проводились на постоянном токе при малом тянущем напряжении $V_d \sim 10$ мВ в области гелиевых T в широком диапазоне концентраций дырок $p = \alpha (V_g - V_i)$.

Изменение $\sigma = I_d L / V_d D$ (I_d — ток в канале) и соответствующее ему изменение $d\sigma/dV_g$ с ростом V_g для образца 11 с $p_i = 2.0 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ показаны на рис. 1, б, в. В этих немонотных зависимостях большинство «минимумов» укладывается в серию $p_m = p_i + m\Delta p$, где $m = 1, 2, \dots$ — целые числа, $\Delta p \approx 10^{11}$ см $^{-2}$ — расстояние между минимумами по концентрации. Вблизи порога расположение «минимумов» наиболее регулярное, а их амплитуда невелика. С увеличением V_g амплитуда сначала растет, достигает максимума при $V_g \approx 26$ В и далее уменьшается. Немонотность σ появляется при $T_0 \approx 5$ К и усиливается с понижением T . С увеличением V_d зависимость $\sigma(V_g)$ сглаживается и при $V_d \approx 30$ мВ ($T = 4.2$ К) немонотность исчезает. При уменьшении V_g наблюдается слабый гистерезис, однако положение основных «минимумов» и степень немонотности практически не изменяются. Тем не менее в других сериях экспериментов (охлаждение образца от 300 до 4.2 К и проведение измерений при 4.2 К) зависимость $\sigma(V_g)$ имела вид кривых, показанных на рис. 1, г, д. Вблизи порога существует плато (ступенька). Проводимость на плато очень низкая, менее 10^{-12} Ом/□,

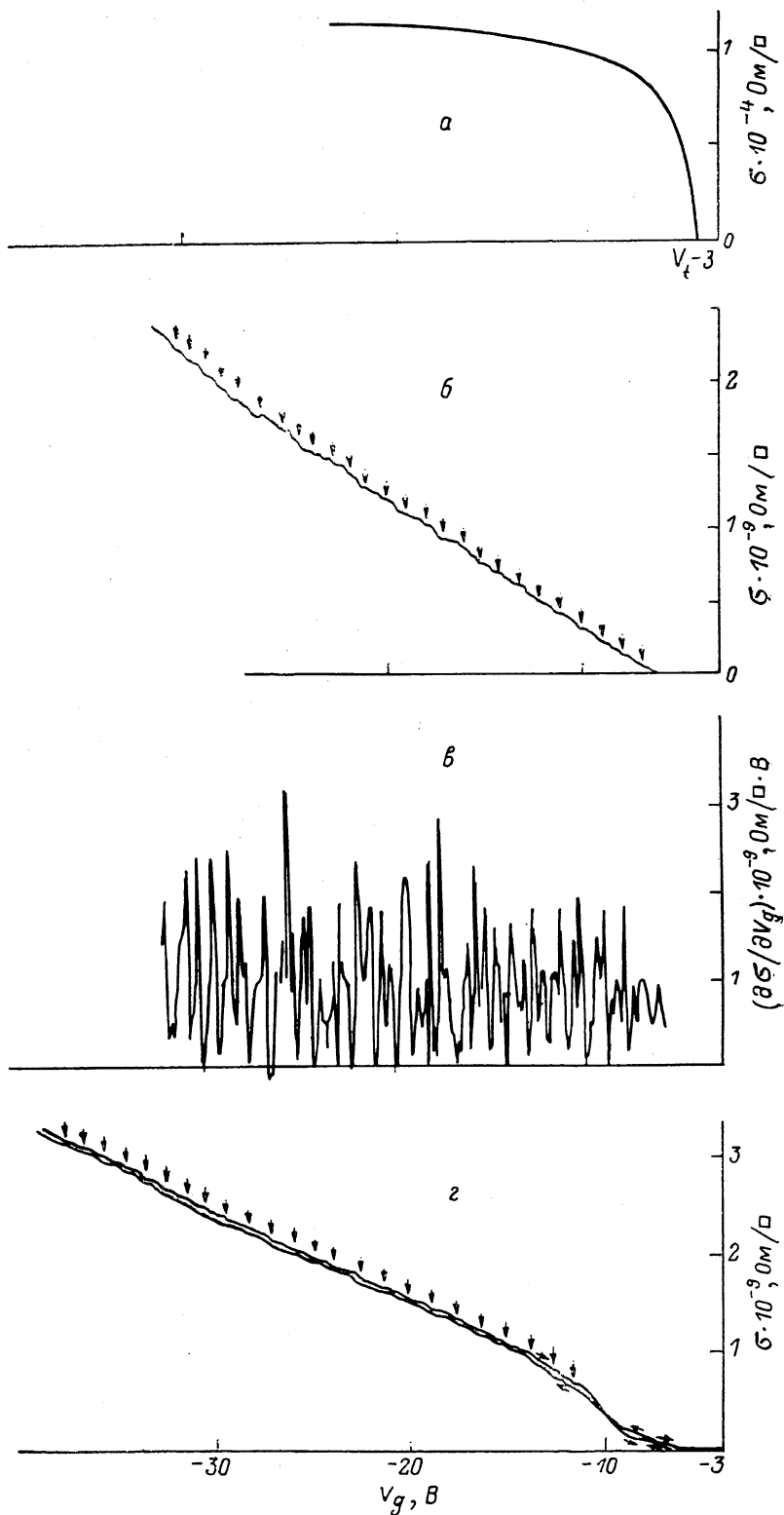


Рис. 1. Зависимость $\sigma(V_g)$ в различных экспериментах для образца 11.

T , К: а — 77, б, г, в — 4.2; V_d , мВ: а — 5, б, г, в — 10; б — стрелками указаны положения основных минимумов; в — соответствующая б зависимость $d\sigma/dV_g$; г — после отогревания образца до 300 К и повторного охлаждения до 4.2 К, стрелки вдоль кривых указывают направление изменения V_g ; в — после длительного (~50 ч) нахождения образца в гелии; цена деления σ , Ом/□: 1, 2 — 10^{-12} , 3 — 10^{-10} , 4 — $3 \cdot 10^{-9}$.

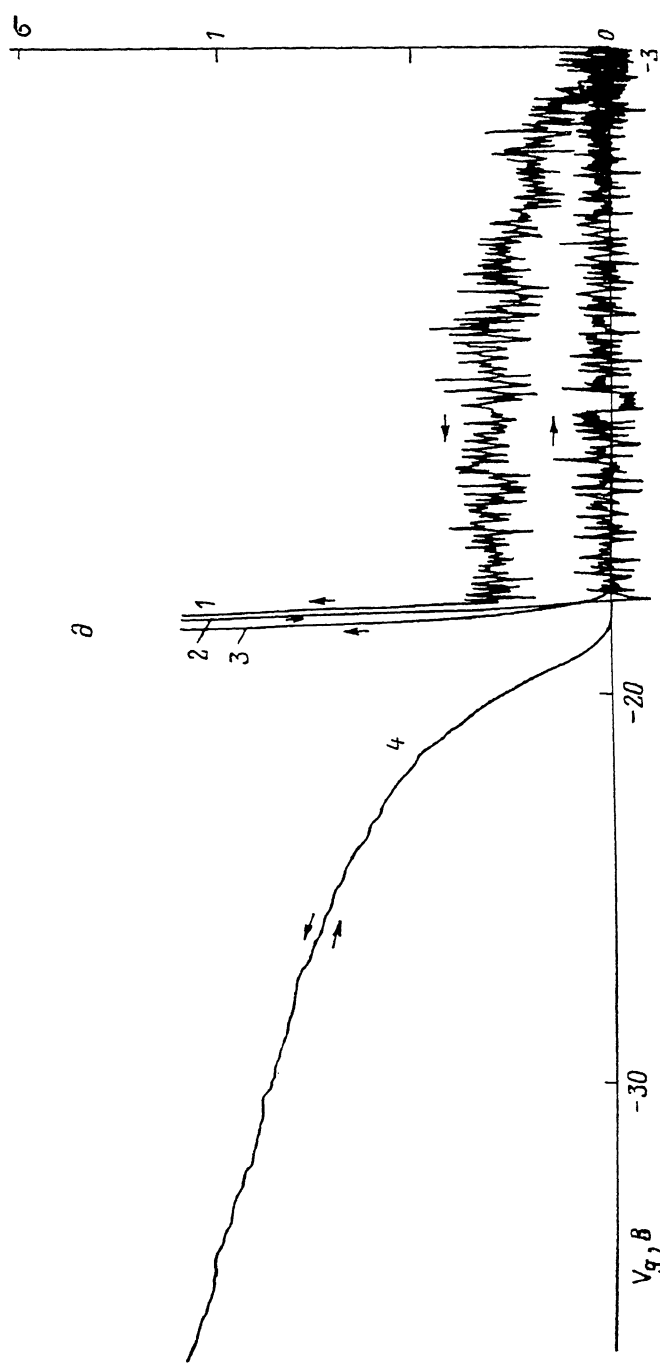


Рис. 1 (продолжение).

причем гистерезис здесь может быть значительным (рис. 1, б). Плато наблюдается и при охлаждении образца под напряжением. Ширина плато увеличивается при длительном нахождении транзистора в жидком гелии. Форма плато непостоянна. В предельных случаях $\sigma(V_g)$ либо монотонно возрастает с очень малым наклоном, либо имеет форму двух ступенек, как на рис. 2, причем в конце второй ступеньки σ может существенно уменьшаться. За плато σ возрастает на несколько порядков в узком интервале V_g до величины $\sim 10^{-8}$ Ом/□. Далее $\sigma(V_g)$ становится сублинейной, а при больших V_g — близкой к линейной и даже слабо суперлинейной. Увеличение V_g до напряжения пробоя диэлектрика ≈ 250 В не приводит к значительному увеличению σ и металллизации канала. При наличии плато немонотонность $\sigma(V_g)$ сохраняется, однако регулярность в положении «минимумов» нарушается. Вид $\sigma(V_g)$ определяется и скоростью v изменения V_g . Приведенные зависимости получены при $v \approx 0.01$ В/с. С увеличением v зависимость $\sigma(V_g)$ сглаживается, и при $v \sim 0.3$ В/с немонотонность пропадает. Характерное время релаксации σ при изменении T или V_g составляет 10^2 с. Это время значительно больше постоянной RC и, следовательно, определяется электронными процессами в канале. Величина σ в точке (T, V_g) зависит от пути, по которому эта точка достигается. Указанные свойства характерны для электронного стекла.

На рис. 2 приведена зависимость $\sigma(V_g)$ для образца 4 с $p_i = 2.8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ при $T = 4.2$ К и различных V_d . Немонотонность здесь выражена сильнее, но регулярность в положении минимумов отсутствует. Слабая регулярная немонотонность разрушается сильной нерегулярной. Ступенька вблизи порога наблюдается почти во всех экспериментах. Она появляется при $T_c \approx 22$ К и с понижением T становится более пологой. Ширина плато $\sim 1.5 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Немонотонность $\sigma(V_g)$ возникает при $T_0 \approx 8$ К и усиливается с понижением T . Амплитуда экстремумов растет, появляются новые экстремумы. Первоначально возникшие минимумы и максимумы почти не смещаются, хотя соотношения между их амплитудами может изменяться. С увеличением V_d число экстремумов и их относительная глубина уменьшаются, и при $V_d \approx 50$ мВ ($T = 4.2$ К) немонотонность исчезает. Наклон плато возрастает с увеличением V_d , и при $V_d \sim 300$ мВ ступенька исчезает. На зависимости $\sigma(V_g)$ наблюдается гистерезис, но положение минимумов сохраняется (рис. 2, а). На ступеньке гистерезис может быть значительным даже при относительно высоких $T \sim 10$ К. В одной серии экспериментов немонотонность $\sigma(V_g)$ повторяется в основном и через несколько суток. Положение главных экстремумов практически не изменяется. Амплитуда может незначительно изменяться. Мелкие экстремумы проявляются не всегда. Зависимость $\sigma(V_g)$ повторяется в основном и в различных сериях экспериментов. Положение и величина главных экстремумов изменяются незначительно (рис. 2, а, б). Форма и ширина плато непостоянны. При длительном нахождении образца в гелии ширина плато может увеличиваться. В этом случае амплитуда основных экстремумов уменьшается, появляются новые небольшие экстремумы.

Температурная зависимость $\sigma(T)$ является безактивационной в области T выше азотных и $p > p_i$, причем здесь $\sigma > \sigma_{\min} \approx 3 \cdot 10^{-5}$ Ом/□ (рис. 1, а). Носители делокализованы. При низких T зависимость $\sigma(T)$ является активационной для всех p . Энергия активации ϵ в среднем монотонно уменьшается с понижением T , за исключением области $T < T_0$, где ϵ вновь увеличивается. Величина $\epsilon \sim 15$ мэВ в интервале $50 > T > 25$ К, и $\epsilon \sim 1$ мэВ при $T < 20$ К. В области $T < T_0$ значение ϵ немонотонно зависит от V_g , ϵ_M в максимуме σ меньше ϵ_m в следующем за ним минимуме. Так, для образца 4 при 4.2 К величина $\epsilon_M(V_g \approx 27 \text{ В}) \approx 2.2$ мэВ, а $\epsilon_m(V_g \approx 27 \text{ В}) \approx 1.6$ мэВ, и $\Delta \epsilon = \epsilon_M - \epsilon_m \approx 0.6$ мэВ $\approx kT_0$. С увеличением V_g , T и V_d значение ϵ уменьшается и соответственно уменьшается немонотонность σ .

Все исследованные транзисторы (> 10 шт) обнаруживали немонотонность σ при гелиевых T . Подобные зависимости наблюдались и на серийных полевых транзисторах типа КП-301. Обычно слабая регулярная немонотонность обнаруживалась в образцах с небольшой ступенькой. В структурах с ярко выражен-

ной ступенчатой немонотонностью была сильнее, но регулярность в положении «минимумов» исчезала.

Обсуждение результатов. Низкая $\sigma \ll \sigma_{\text{min}}$ и ее активационный характер свидетельствуют о локализации дырок для всех p . Неоднородный потенциал

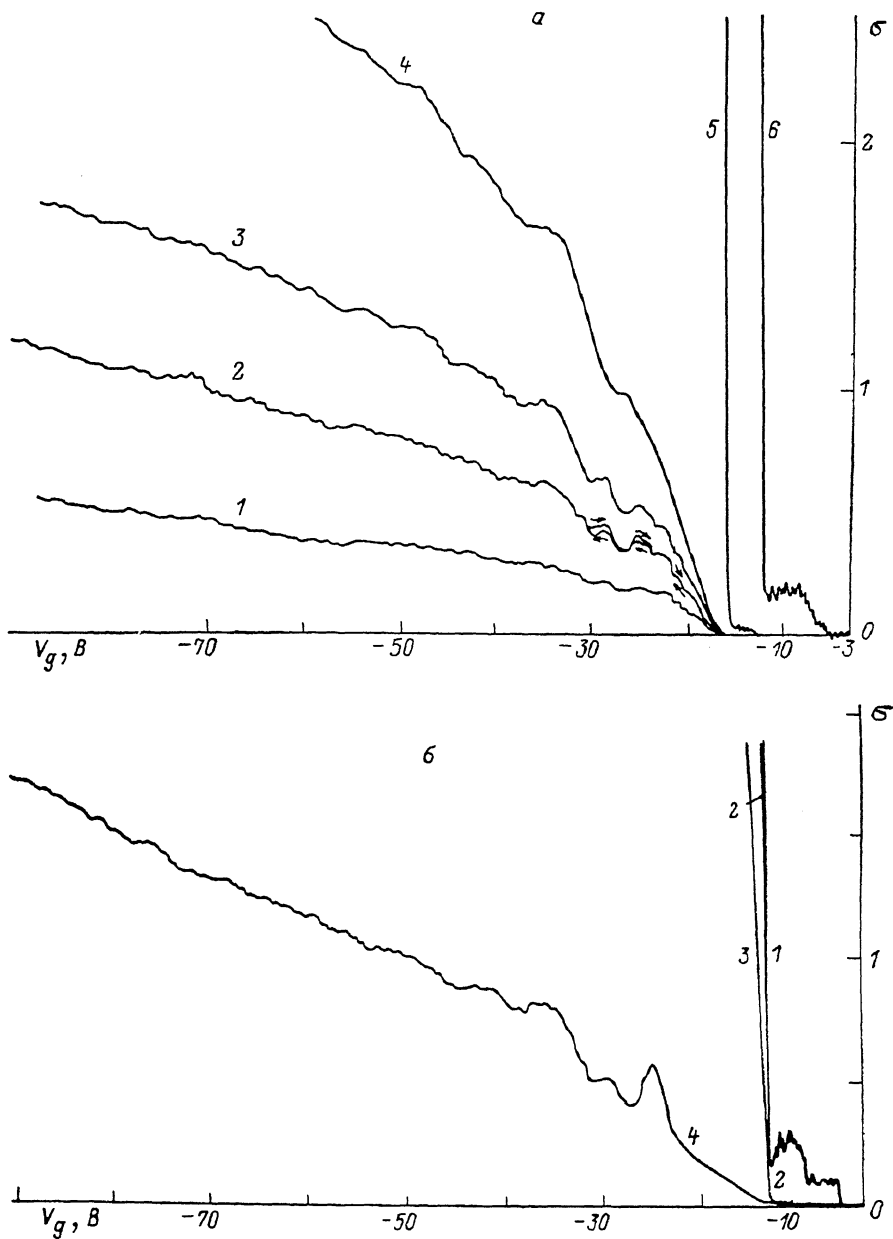


Рис. 2. Зависимость $\sigma(V_g)$ для образца 4 при $T=4.2$ К в различных экспериментах.

а) V_d , мВ: 1 — 2, 2 — 4, 3 — 10, 4 — 30; цена деления σ , Ом/□: 1 — $1.5 \cdot 10^{-9}$, 2 — $7.5 \cdot 10^{-10}$, 3, 4 — 10^{-9} , 5 — 10^{-11} , 6 — 10^{-12} ; б) $V_d = 10$ мВ; цена деления σ , Ом/□: 1 — $3 \cdot 10^{-13}$, 2 — $3 \cdot 10^{-12}$, 4 — 10^{-3} .

(НП), локализующий носители, — сумма фиксированного исходного НП (ИНП) и самосогласованного кулоновского потенциала дырок. Последний приводит к пространственно коррелированной локализации носителей, обеспечивающей минимум потенциальной энергии их взаимодействия W . Для упорядоченно локализованных дырок $W_G \approx 2e^2 p^{1/2} / \bar{\kappa} \approx 12 \bar{p}^{1/2}$ мэВ, где $\bar{p} = p / 10^{11}$ см $^{-2}$, $\bar{\kappa}$ — средняя диэлектрическая проницаемость окисла и полупроводника [3]. Средняя $\bar{W} \approx e^2 p^{1/2} / \bar{\kappa} \approx 5.9 p^{1/2}$ мэВ. Соответственно корреляционная энергия

$W_F \approx W_C - \bar{W} \sim \bar{W}$. ИНП стремится локализовать дырки в своих хаотически расположенных минимумах U_m и нарушает кулоновские корреляции. Кинетическая тепловая энергия $E_T \approx kT$ и энергия локализации $E_L \approx \hbar^2 p / 2m^*$ расширяют область локализации дырок, сглаживая неоднородный потенциал и разрушая корреляции. Состояние носителей определяется соотношением между W , $E_T \approx 0.086 T$ мэВ, $E_L \approx 0.06 \bar{p}$ мэВ и U_m [4]. При малых p величина $W < U_m$. НП определяется в основном ИНП. Дырки заполняют наиболее глубокие центры локализации (ГЦЛ), отстоящие на расстоянии $r > r_0 = e^2 / \kappa U_m$. С увеличением p значение U_m уменьшается, а W и r_0 увеличиваются. Становятся более существенными корреляции. При $p \sim r_0^{-2}$ ($W \sim U_m$) НП, создаваемый локализованными носителями, сравнивается с ИНП. Далее дырки локализуются НП, создаваемым в основном самими носителями ($W \gg E_L, kT$). При этом локализованные ИНП дырки закрепляют благодаря взаимодействию остальные носители, препятствуя их перемещению как целого. Образуется электронное стекло. С увеличением p значение E_L растет быстрее W , что в итоге должно привести к делокализации носителей. Из оценок, однако, видно, что для практически достижимых p всегда $W \gg E_L$. Таким образом, при низких T дырки должны быть локализованы для всех p .

Взаимодействие приводит к пространственной корреляции носителей, в результате возникает щель в плотности состояний $N(E)$ на уровне Ферми E_F [5]. Параметры щели, в частности ее эффективная ширина (зазор по подвижности) ΔE и $N(E_F)$, зависят от радиуса корреляции r_c . С ростом r_c значение ΔE увеличивается, а $N(E_F)$ уменьшается. Соответственно $\sigma \sim \exp(-\Delta E/kT)$ падает. Немонотонное изменение r_c может привести к немонотонности σ .

Величина r_c зависит от соотношения между W , E_T , E_L , U_m . Вблизи порога расстояние между дырками большое и изменение W_K локализованными ИНП носителями мало. В то же время эти носители препятствуют разрушению корреляций длинноволновыми фононами, поскольку создают щель в спектре возбуждений системы дырок. Здесь W/kT и $W/E_L > 30$. Поэтому может образоваться состояние с большим r_c . Полагая $\Delta E \sim W$, получим оценку $\sigma \sim 10^{-16}$ Ом/□. С учетом гистерезиса на ступеньке $\sigma < 10^{-15}$ Ом/□. Состояние носителей зависит от характера заполнения ГЦЛ, и $\sigma(p)$ может не повторяться. С ростом p значение W увеличивается, изменение W_K глубокими центрами локализации растет, а мелкими — падает, отношение W/E_L уменьшается. В результате может образоваться состояние из областей коррелированных носителей, локализованных вокруг ГЦЛ. Для данного состояния характерны немонотонность, неповторяемость $\sigma(p)$, локальный гистерезис. Величина r_c здесь падает, σ возрастает. Немонотонность r_c может быть связана с уменьшением влияния ИНП, корреляций между дырками и локализованными ГЦЛ носителями. Увеличение r_c может происходить всякий раз, когда расстояние r_L между закрепленными ИНП носителямиратно $r \sim p^{-1/2}$. Полагая среднее значение $r_L \sim p^{-1/2}$, получим регулярную немонотонность σ в соответствии с экспериментом ($\Delta r \approx p$). Проявление корреляций связано с распределением дырок в ИНП и может различаться в различных экспериментах.

Л и т е р а т у р а

- [1] Pepper M., Uren M. J. — J. Phys. C, 1982, v. 15, N 20, p. L617—L625.
- [2] Kwashnick R. F., Kastner M. A., Melngalis J., Lee P. A. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 3, p. 224—227.
- [3] Bonsall L., Maradudin A. A. — Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 4, p. 1959—1973.
- [4] Кабыченков А. Ф. Низкотемпературная проводимость инверсионных слоев с большой плотностью поверхностных состояний. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 227—230.
- [5] Efros A. L., Shklovskii V. I. — J. Phys. C, 1975, v. 8, N 4, p. L49—L51.