нием решетки (рис. 2), а также с избытком индия в образцах [4], их вполне можно приписать двухзарядному антиструктурному дефекту In_P. Отметим, что аналогичная ситуация наблюдается в обогащенном галлием арсениде галлия [5, 6], причем наилучшее разрешение полос, связанных с дефектом Ga_{As}, происходит в чистых слоях, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [6].

Список литературы

[1] Коршунов Ф. П., Радауцан С. И., Соболев Н. А., Тигиняну И. М., Урсаки В. В., Кудрявцева Е. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1581—1583.
[2] Иванютин Л. А., Кутубидзе Б. В., Ламм В. Н., Михаэлян В. М., Попов В. П., Цыпленков И. Н. // Электрон. техн. Сер. Материалы. 1981. № 6. С. 20—22.
[3] Skolnic M. S., Dean P. J. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1982. V. 15. P. 5863—5874.
[4] Пышная Н. Б., Радауцан С. И., Тигиняну И. М., Урсаки В. В. // ЖПС. 1988. Т. 29. В. 2. С. 312—314.
[5] Георгобиани А. Н., Тигиняну И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 3—15.
[6] Лубышев Д. И., Мигаль В. П., Преображенский В. В., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1913—1916.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев
Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Получено 18.06.1990
Принято к печати 21.06.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Фукс Б. И.

Удовлетворительной исходящей из первых принципов идеи объяснения шума $1/f$ в полупроводниках нет. Имеющиеся объяснения основаны на специальных моделях, реальность которых подтверждает лишь само наличие шума [1-3]. Идея данной статьи: шумовой спектр типа $1/f$ возникает в полупроводниках под влиянием кулоновских барьеров различной мощности, окружающих центры захвата и вызывающих экспоненциально широкое распределение времен перезарядки этих центров свободными носителями. Цель статьи — на нескольких принципиальных примерах продемонстрировать реальность этой общей идеи, основываясь лишь на фундаментальных свойствах случайного кулоновского поля. Такой подход наиболее предпочтителен, поскольку шум $1/f$ в полупроводниках — явление исключительно частое и воспринимается как их общее неотъемлемое свойство.

1) Фундаментом излагаемых в дальнейшем физических аргументов служит анализ объемной ситуации, основанный на результатах работы [4]. В [4] показано, что в случайном кулоновском поле из-за квантовой локализации электронов на мелкомасштабных скоплениях притягивающих центров, попавших внутрь крупномасштабных отталкивающих флуктуаций, вблизи края разрешенной зоны имеется много локализованных состояний, определяемых с помощью двухпараметрической плотности состояний $N(\varepsilon, \varepsilon')$ при $\varepsilon' > \varepsilon$ (ε — полная энергия связи электрона, отсчитанная от среднего положения дна зоны проводимости, ε' — энергия его связи на мелкомасштабном скоплении), равной

$$N(\varepsilon, \varepsilon') \approx \rho_{\text{кв}}(\varepsilon') P(\varepsilon' - \varepsilon), \tag{1}$$

где $\rho_{\text{кв}}(\varepsilon')$ — плотность квантовых состояний, $P(\varepsilon' - \varepsilon)$ — вероятность классического подъема дна зоны проводимости на $\varepsilon' - \varepsilon$. В термоактивационном захвате на состояния с $\varepsilon' > \varepsilon$ участвуют лишь свободные электроны, способные преодолеть барьер высотой $\varepsilon'-\varepsilon$. Эффективный коэффициент захвата на такие состояния (приведенный к полной концентрации свободных электронов) экспоненциально мал: $\gamma_{\text{эфф}}(\varepsilon, \varepsilon') \approx \gamma_0 \exp[-(\varepsilon'-\varepsilon)/T]$ [4]. (Относительно слабая зависимость коэффициента захвата на притягивающий центр γ_0 от ε и ε' [5] здесь не важна). Флуктуации темпа генерации и захвата электронов состояниями с различными ε и ε' при экспоненциально широком распределении коэффициентов захвата (времен перезарядки локализованных состояний), как хорошо известно [1], приводят к шуму со спектром $1/f$. В рассматриваемой модели в условиях, близких к термодинамическому равновесию, точный результат можно представить в форме Хоуге

$$\frac{\overline{\delta n_\omega^2}}{n^2} = \frac{2\pi}{\omega N}\,\alpha(\omega), \tag{2а}$$

где

$$\alpha(\omega) = nT^2 N(\mu, \mu+\varepsilon_\omega)(n + T\bar\rho_\mu)^{-2}. \tag{2б}$$

Здесь N — полное число свободных электронов в образце, n — их средняя концентрация, $\overline{\delta n_\omega^2}$ — спектральная плотность среднего квадрата ее флуктуаций, μ — энергия Ферми, $\bar\rho_\mu = \int\limits_0^\infty d\varepsilon' \rho_{\text{кв}}(\varepsilon') P(\varepsilon'-\mu)$, T — температура (в энергетических единицах). Величина ε_ω равна

$$\varepsilon_\omega = T \ln(2\gamma_0 n/\omega). \tag{3а}$$

Формулы (2) верны (спектр шума имеет вид $1/f$), если $\ln(2\gamma_0 n/\omega) \gg 1$ и

$$T\,|\partial \ln N(\mu, \mu+\varepsilon_\omega)/\partial\varepsilon_\omega| \ll 1. \tag{4а}$$

Формулы (2)—(4) вытекают из уравнения кинетики термоактивационной перезарядки локализованных состояний, которое для ω-гармоники малых флуктуаций их степени заполнения имеет вид

$$[-i\omega + \gamma_\varepsilon(\mathbf{x})\, n_0(\mathbf{x})\, f_0^{-1}(\varepsilon)]\, \rho_\varepsilon(\mathbf{x})\, \delta f_\varepsilon(\mathbf{x}) = \gamma_\varepsilon(\mathbf{x})\, \rho_\varepsilon(\mathbf{x})\, [1 - f_0(\varepsilon)]\, \delta n(\mathbf{x}) - \delta G_{\varepsilon,\omega}(\mathbf{x}) \tag{5}$$

[здесь $\rho_\varepsilon(\mathbf{x})$ — плотность в точке $\mathbf{x}$ локализованных состояний с полной энергией связи ε, $\gamma_\varepsilon(\mathbf{x})$ — коэффициент захвата на эти состояния, $\delta f_\varepsilon(\mathbf{x})$ — вариация степени их заполнения, $n_0(\mathbf{x})$ и $\delta n(\mathbf{x})$ — равновесная концентрация электронов в точке $\mathbf{x}$ и ее вариация, $f_0(\varepsilon)$ — функция Ферми], и выражения для спектральной корреляционной функции флуктуаций темпа генерации и захвата электронов этими состояниями

$$\overline{\delta G_{\varepsilon,\omega}(\mathbf{x})\, \delta G_{\varepsilon_1,\omega}(\mathbf{x}_1)} = 4\gamma_\varepsilon(\mathbf{x})\, \rho_\varepsilon(\mathbf{x})\, [1 - f_0(\varepsilon)]\, n_0(\mathbf{x})\, \delta(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1)\, \delta(\varepsilon-\varepsilon_1). \tag{6}$$

Соотношения (5) и (6) верны, коль скоро радиус локализованных состояний гораздо меньше масштаба флуктуаций потенциала. Введя величину $u(\mathbf{x})$ — потенциальную энергию электрона в поле флуктуаций в точке $\mathbf{x}$, из (5), (6) и условия нейтральности объема образца

$$\int d\mathbf{x} \left[\delta n(\mathbf{x}) + \int\limits_{-u(\mathbf{x})}^{\infty} d\varepsilon\, \rho_\varepsilon(\mathbf{x})\, \delta f_\varepsilon(\mathbf{x})\right] = 0$$

получаем

$$\overline{\delta n_\omega^2} = \frac{n^2}{\Omega(n + T\bar\rho_\mu)^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} du P(u) \int\limits_{-u}^{\infty} d\varepsilon\, \frac{4\gamma_\varepsilon(u)\, \rho_\varepsilon(u)\, n_0(u)\, [1 - f_0(\varepsilon)]}{\omega^2 + [\gamma_\varepsilon(u)\, n_0(u)\, f_0^{-1}(\varepsilon)]^2}, \tag{7}$$

где $n = \int\limits_{-\infty}^{\infty} du P(u)\, n_0(u)$, Ω — объем образца, $P(u)$ — вероятность подъема дна зоны проводимости на энергию u. При выводе (7) учтено, что координатные зависимости всех величин выражаются через $u(\mathbf{x})$, $\int d\mathbf{x} \ldots$ заменен на $\Omega \int\limits_{-\infty}^{\infty} du P(u) \ldots$ и использованы приближения, отвечающие исследуемому случаю низких частот $\varepsilon_\omega \gg T$ [так, учтено, что свободные электроны находятся в термодинамическом равновесии — $\delta n(u) \backsim n_0(u)$] и невысоких температур [см. (4а)]. В условиях $\varepsilon_\omega \gg T$ и (4а) интегрирования в формуле (7) нетрудно выполнить методом перевала и, обозначив $n\Omega = N$, $\rho_\varepsilon(u) = \rho_{\text{кв}}(\varepsilon + u)$, $\gamma_\mu(\varepsilon_\omega) = \gamma_0$, получить формулы (2). Отметим, что в правой части (2а) стоит квадрат относительной флуктуации полной концентрации свободных электронов. Так как при низких частотах $\delta n(u) \backsim n_0(u)$, эта величина равна квадрату относительной флуктуации концентрации свободных электронов, находящихся выше уровня протекания, и потому, если отвлечься от дисперсии времени релаксации импульса, она определяет относительные флуктуации сопротивления образца независимо от соотношения между T и среднеквадратичным значением потенциального рельефа. Вывод формулы (2) проясняет физический смысл коэффициента Хоуге: $\alpha(\omega)$ — доля электронов, которая локализована на лежащих вблизи уровня Ферми отталкивающих состояниях с временами перезарядки $\sim\omega^{-1}$.

Дальнейший анализ ограничим компенсированными полупроводниками. Концентрации доноров и акцепторов таковы, что $0 < k \equiv (N_d - N_a)/N_d \ll 1$, для которых в [4] определена роль туннелирования при захвате электронов на отталкивающие состояния и показано, что термоактивационный захват доминирует при $T > T_1 \equiv \varepsilon_0 \sqrt{3k\bar{N}}$, а при $T < T_1$ его сменяет туннельный: $\gamma_{\text{эфф}}(\varepsilon, \varepsilon') \approx \gamma_1 \exp[-(\varepsilon' - \varepsilon)/T_1]$. Здесь ε_0 — энергия основного состояния на отдельном доноре, $\bar{N} = \frac{4\pi}{3} N_d a_{\text{Б}}^3$, $a_{\text{Б}}$ — боровский радиус. Поэтому при $T < T_1$ результаты расчета шума надо исправить: формулы (2б), (3а), (4а) заменить на

$$\alpha(\omega) = nTT_1 N(\mu, \mu + \varepsilon_\omega)(n + T\bar{\rho}_\mu)^{-2}, \tag{2в}$$

$$\varepsilon_\omega = T_1 \ln(2\gamma_1 n/\omega), \tag{3б}$$

$$T_1 |\partial \ln N(\mu, \mu + \varepsilon_\omega)/\partial \varepsilon_\omega| \ll 1. \tag{4б}$$

Условия (4) отвечают медленному убыванию $N(\mu, \mu + \varepsilon_\omega)$ с ростом ε_ω. Чем с бóльшим запасом они выполняются, тем слабее зависимость α от ω и больше величина α. Из формул (1), (3) и проведенного в [4] анализа поведения функций $\rho_{\text{кв}}(\varepsilon)$, $P(\varepsilon)$ следует, что условие (4а) ($T > T_1$) выполняется с тем бóльшим запасом, чем меньше k, T и больше $\bar{N}$, а выполнить (4б) ($T < T_1$) тем легче, чем меньше k и $\bar{N}$. Численная оценка дает, например, для Si при $T = 77$ K, $N_d = 10^{18}$ см$^{-3}$ ($\bar{N} \approx 10^{-2}$), $k = {}^1/_3$ $\ln \alpha \sim 10$, $\alpha \backsim \omega^\beta$, где $\beta \approx 0.25$ — вполне реальные величины. При оценке использованы формулы $\ln[P(\varepsilon)/P(0)] \approx -(\varepsilon/3\varepsilon_0)^{3/2} \times (k/\bar{N})^{1/2}$ (см. [6]) и $\rho_{\text{кв}}(\varepsilon) = N_d \bar{N} \varepsilon_0^{-1} f(\varepsilon/\varepsilon_0)$. Последняя верна при $\bar{N} \ll 1$ и $\varepsilon_0 < \varepsilon_\omega < 4\varepsilon_0$ (эти условия отвечают выбранным параметрам), когда главный вклад в $\rho_{\text{кв}}(\varepsilon)$ вносят основные состояния электронов на парах близко расположенных доноров. Безразмерная функция $f(x)$ при $1 < x < 4$ достаточно плавно убывает с ростом x. Эта оценка и отмеченные тенденции поведения α указывают на то, что при $\bar{N} \gtrsim 1$ и $k \to 0$ объемный шум $1/f$ в Si должен быть очень сильным, а $\beta \to 0$ даже при $T \gg 77$ K. При этом минимальную частоту спектра $1/f$ будет давать условие $\varepsilon_\omega < \varepsilon_g$ (ε_g — ширина запрещенной зоны), вытекающее из резкого уменьшения $P(\varepsilon)$ при $\varepsilon \gtrsim \varepsilon_g$, обусловленного сильным дырочным экранированием таких флуктуаций.

Если $N(\mu, \mu + \varepsilon_\omega)$ из (2б) убывает с ростом ε_ω, то и $\alpha(\omega)$ убывает при уменьшении ω независимо от того, определяется ли ε_ω формулой (3а) или (3б). При этом шум меняется по закону $\omega^{-1+\beta}$, где $\beta > 0$. Зависимость с $\beta < 0$ возможна, если энергетический спектр отталкивающих состояний немонотонно убывающий. Так, наличие центров с глубиной уровня ε_t и концентрацией N_t дает в $\rho_\varepsilon(u)$ из (7) пик $N_t \delta(\varepsilon + u - \varepsilon_t)$.

Полученные из первых принципов формулы (2) и выражения для $N(\mu, \mu+\varepsilon_\omega)$ из [4] указывают на исчезновение шума $1/f$ при $\bar{N} \to 0$, $k \to 1$ и росте T. Поэтому объяснить бо́льшую часть экспериментальных результатов с их непосредственной помощью нельзя. Однако сам механизм случайных кулоновских барьеров работоспособен и в таких ситуациях, коль скоро в образце имеются области повышенной плотности отталкивающих состояний. Реально — это прежде всего макроскопические потенциальные барьеры (области пространственного заряда, обедненные свободными носителями, возникающие вблизи поверхности, у дислокаций, у контактов), особенно те, которые содержат значительные концентрации глубоких центров. Эти соображения согласуются с экспериментальными данными о слабости объемного шума $1/f$ в совершенных кристаллах [1, 2].

2) Имеются две практически важные ситуации, при которых существование сильного шума $1/f$ вытекает из первых принципов.

Чаще всего наблюдается шум $1/f$ поверхностной природы [1, 2]. Это согласуется с нижеследующим. Среди поверхностных локализованных состояний, существующих при хаотическом распределении заряженных центров на поверхности полупроводника [7], также есть отталкивающие состояния. Их плотность, которую можно определить по методу, изложенному в [4], на реальных поверхностях должна быть большой, так как поверхностный аналог $\bar{N}$ — величина $\bar{\sigma} \sim 4\pi\sigma a_{\text{Б}}^2$ (σ — плотность поверхностных заряженных центров) весьма велика (даже в лучших структурах Si—SiO_2 $\bar{\sigma}$ не намного меньше 1 [7]), а поверхностная плотность носителей может значительно уступать σ. Поэтому, как и объемный шум при $\bar{N} \gg 1$ и $k \ll 1$ (отмеченный в п. 1 рост шума при уменьшении k обусловлен увеличением амплитуды и размера потенциальных барьеров при ослаблении электронного экранирования), шум $1/f$ типичных поверхностей должен быть большим. Известно [1, 2], что он велик, если велика плотность поверхностных состояний. Это согласуется с изложенным, поскольку обе эти величины растут при увеличении σ. Следствием существования отталкивающих состояний должна быть корреляция между шумом $1/f$ и гистерезисом, например, C—V-кривых, что также можно использовать для независимой экспериментальной проверки предлагаемого механизма.

3) Влияние на шум случайного кулоновского поля чрезвычайно усиливается в полупроводниках с отталкивающими глубокими центрами Ge (Au), Si (Zn) и т. д. Коэффициенты захвата на такие центры экспоненциально малы из-за большой длины туннелирования электронов под кулоновским барьером центра l_t: $l_t \gg a_{\text{Б}}$ [8]. Понятно, что уже при сближении двух отталкивающих центров на расстояние $\sim l_t$ наложение их кулоновских барьеров вызовет значительный рост показателя туннельной экспоненты и дополнительное падение их коэффициентов захвата еще на несколько порядков. Поэтому даже при $\bar{N}(l_t/a_{\text{Б}})^3 \ll 1$ заметная доля центров имеет экстремально малые коэффициенты захвата, и величина α достаточно велика. Действительно, объемный шум $1/f$ наблюдается в Ge (Au) при $N_d \sim 10^{14} \div 10^{15}$ см$^{-3}$ (см., например, [9]). Более того, учет случайной модуляции барьеров центров позволяет объяснить такие непонятные ранее низкочастотные явления, как рост емкости с понижением частоты и избыточное затухание волн перезарядки ловушек в Ge (Au) [10]. Установление корреляции между этими явлениями и шумом может стать основой независимой экспериментальной проверки предлагаемого механизма шума $1/f$.

Список литературы

[1] Коган Ш. М. // УФН. 1985. Т. 145. В. 2. С. 285—328.
[2] Weissman M. B. // Rev. Mod. Phys. 1988. V. 60. N 2. P. 537—571.
[3] Дьяконова Н. В., Левинштейн М. Е. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 283—291.
[4] Сторонский Н. М., Фукс Б. И. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 5. С. 1880—1895.
[5] Абакумов В. Н., Перель В. И., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 3—31.
[6] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
[7] Гергель В. А., Сурис Р. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 2. С. 719—736.
[8] Бонч-Бруевич В. Л. // Сб. ст. ФТТ. 1973. Т. 2. С. 182—185.

[9] Jonson L., Levinstein M. // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 5. P. 1191—1203.
[10] Жданова Н. Г., Каган М. С., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 1. С. 364—371.

Получено 20.10.1989
Принято к печати 6.07.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

ОБРАЗОВАНИЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В p-Si ПРИ ГАЗОВОМ ТРАВЛЕНИИ В ХЛОРСОДЕРЖАЩЕЙ АТМОСФЕРЕ

Омельяновская Н. М., Итальянцев А. Г., Краснобаев Л. Я., Астахова Е. Ф.

При термообработке монокристаллического кремния в газовой атмосфере с галогенсодержащими добавками могут сильно изменяться как свойства полупроводника, так и скорость протекания различных физических процессов в объеме кристалла. Например, присутствие галогенсодержащих добавок при термическом окислении кремния замедляет или полностью предотвращает образование окислительных дефектов упаковки [1]. Высокотемпературное газовое травление пластин кремния, содержащих ростовые дефекты внедренного типа, в атмосфере водорода с хлористым водородом способствует аннигиляции этих дефектов [2]. Такие структурные изменения происходят на расстояниях нескольких сот микрометров от поверхности кристалла, что существенно превышает возможную диффузионную длину пробега атомов галогена. Это свидетельствует в пользу того, что за наблюдаемые эффекты ответственны не прямые взаимодействия атомов галогена со структурными нарушениями, а изменения концентрации сильноподвижных точечных дефектов: собственных междоузельных атомов (J) или вакансий (V), вызванные процессом высокотемпературного химического травления.

В качестве другого примера термохимического воздействия на полупроводник, приводящего к инжекции собственных точечных дефектов в объем кристалла через его поверхность, можно привести термическое окисление кремния. В этом случае в кристалл вводятся неравновесные J, что приводит к росту дефектов внедренного типа, исходно имеющихся в кремнии, и существенному изменению спектра дефектов после окончания окисления [3].

В отличие от окислительного процесса газовое травление кристалла приводит не к увеличению размеров дефектов внедренного типа, а к их распаду [2]. Это указывает на пересыщение кристалла в процессе травления дефектами вакансионного типа. Что касается изменения фона дефектов в кристалле после проведения процесса высокотемпературного травления, то в настоящее время оно не исследовано.

Целью данной работы является исследование изменения спектра глубоких уровней в кремнии под действием высокотемпературного газового травления, с тем чтобы оценить характер и степень модификации системы дефектов кристалла после газового травления и на основании этого получить дополнительную информацию о природе точечных дефектов, вводимых во время травления.

Остаточные изменения в системе комплексов точечных дефектов кристалла по окончании травления могут быть относительно невелики, несмотря на возможные существенные отклонения системы собственных точечных дефектов от термодинамического равновесия непосредственно в процессе термохимического внешнего воздействия на кристалл. Это связано с тем, что по окончании травления на стадии охлаждения неравновесные собственные точечные дефекты быстро релаксируют. В процессе релаксации J и V могут аннигилировать при взаимодействии между собой непосредственно или через какой-либо центр [4],