

ИОНИЗАЦИЯ МЕЛКИХ ПРИМЕСЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В СЛУЧАЙНОМ КУЛОНОВСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

Н.Г.Жданова, М.С.Казан, Е.Г.Ландсберг, Л.В.Левкин, В.В.Петрищев

*Институт радиотехники и электроники РАН
103907 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 июня 1995 г.

Обнаружено, что ионизация мелких доноров в германии, находящихся в случайном потенциале заряженных примесей, внешним электрическим полем обусловлена эффектом Пула – Френкеля.

Эффект Пула – Френкеля [1] в примесных полупроводниках состоит в увеличении темпа термической ионизации примесных центров [2-6] во внешнем электрическом поле E (см. вставку к рис.1). Энергия ионизации притягивающей примеси понижается на величину [1,2]

$$\epsilon_{PF} = \alpha\sqrt{E}, \quad (1)$$

где $\alpha = 2\sqrt{Ze^3/k}$, e – элементарный заряд, Z – кратность заряда центра, k – диэлектрическая постоянная, и вероятность термоионизации увеличивается в $\exp(\epsilon_{PF}/kT)$ раз, то есть концентрация свободных носителей n должна расти по закону

$$n \propto \exp(\alpha\sqrt{E}/kT). \quad (2)$$

Эффект Пула – Френкеля наблюдался во многих полупроводниках [3-7] при ионизации глубоких примесей. В случае мелких водородоподобных примесей эффекта Пула – Френкеля обычно наблюдать не удается, так как уже в сравнительно слабых полях начинается ударная ионизация примесей. В недавней работе [7] эффект Пула – Френкеля наблюдался в сильном поле излучения мощного лазера дальнего ИК диапазона. В этом случае высокая частота электрического поля не позволяла развиваться ударной ионизации вплоть до сравнительно сильных полей.

В настоящей работе наблюдался эффект Пула – Френкеля при ионизации мелких доноров в Ge электрическим полем при наличии случайного потенциала. Поскольку при низких температурах основная концентрация электронов локализована в понижениях случайного потенциала, то ударная ионизация в этом случае затруднена, так как электрическое поле может разогревать только экспоненциально малую долю электронов с энергией выше порога подвижности. Исследовались кристаллы n -Ge с глубокими многозарядными акцепторами (Cu), частично компенсированными мелкими донорами (Sb) таким образом, чтобы в равновесии был частично заполнен верхний уровень меди ($E_c - 0,26$) эВ. При низких температурах проводимость обеспечивалась оптическим возбуждением электронов с уровней меди. В работе [8] было показано, что в области температур, где доноры вымораживаются, но находятся в термическом равновесии с зоной проводимости, их стационарная заселенность контролируется прямыми туннельными переходами мелкий донор – глубокий акцептор. Межпримесная рекомбинация позволяет в широких пределах менять заполнение доноров, меняя темп оптической генерации с акцепторов.

Размытие донорных уровней случайным потенциалом заряженных примесных ионов приводит к тому, что квазиуровень Ферми для доноров, который сильно меняется при изменении интенсивности оптического возбуждения акцепторов, может оказаться существенно глубже в запрещенной зоне, чем энергия ионизации изолированного донорного центра [8].

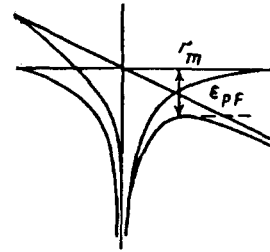
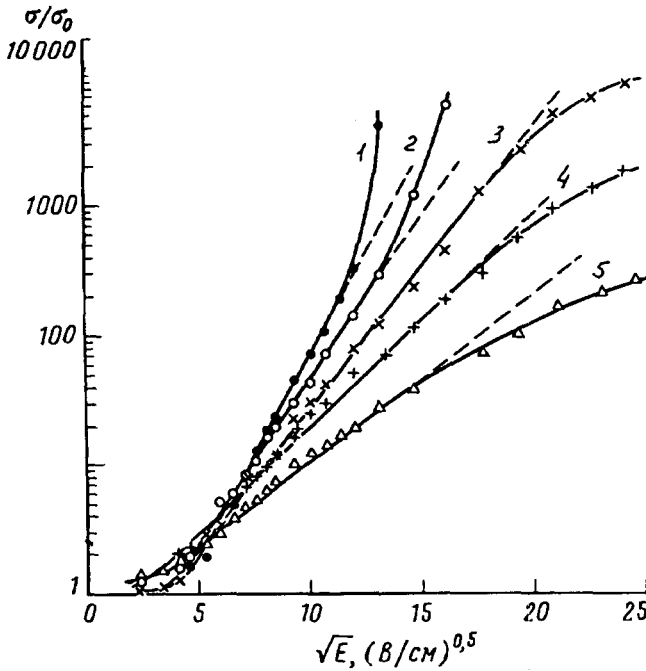


Рис.1. Зависимость $\log(\sigma/\sigma_0)$ от \sqrt{E} при разных температурах T (К): кривая 1 - 8, 2 - 10, 3 - 12, 4 - 16, 5 - 20. На вставке - схема эффекта Пула - Френкеля

Измерялась полевая зависимость проводимости образцов в импульсном режиме. Чтобы устранить влияние рекомбинации электронов на ионы меди, использовались короткие импульсы напряжения с длительностью 1-10 мкс много короче времен захвата на медь. На рис.1 показаны зависимости проводимости σ , нормированной к проводимости σ_0 в слабом поле, в координатах $\log(\sigma/\sigma_0)$, \sqrt{E} . Видно, что в некотором интервале полей имеется линейный участок при всех исследованных температурах. Наклон этого линейного участка оказался пропорциональным $1/T$ (рис.2). Таким образом, полевая зависимость проводимости хорошо описывается законом (2), то есть ионизация доноров происходит за счет эффекта Пула - Френкеля. При больших полях наблюдается насыщение, обусловленное истощением доноров. При низких температурах и/или большой интенсивности I оптического возбуждения с глубоких акцепторов (то есть при увеличении заполнения доноров) непосредственно перед насыщением тока наблюдается резкое усиление полевой зависимости σ (кривые 1,2), которое может быть связано либо с туннельным прохождением электронов сквозь барьер центра (см., например, [2]), либо с ударной ионизацией.

Рассмотрим теперь некоторые особенности, которые не укладываются в обычную формулу Френкеля. Во-первых, как видно из кривых рис.1, существует пороговое поле, начиная с которого происходит экспоненциальный рост концентрации, в то время как в соответствии с формулой (2), $\log(\sigma/\sigma_0)$ должен быть пропорционален \sqrt{E} при сколь угодно малых полях. (То, что

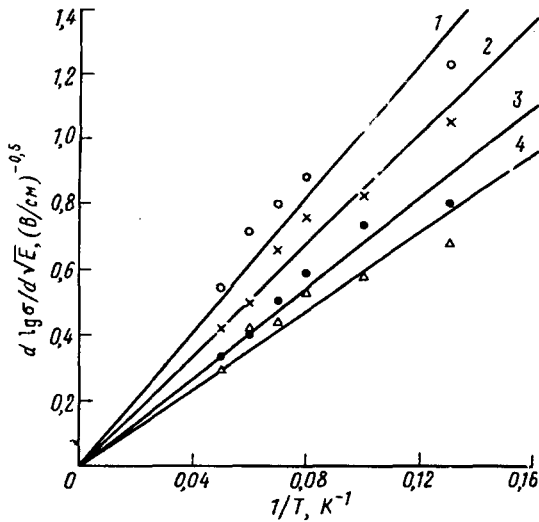


Рис.2. Зависимость наклона кривых рис.1 от обратной температуры при разных подсветках

корневая зависимость от электрического поля начинается с некоторого порогового поля, наблюдалось и в других работах [3-7].) Во-вторых, коэффициент α в показателе экспоненты (2) должен соответствовать $Z = 1$ для водородоподобного донора. Вообще, выражение (2) справедливо только для одномерного случая, поскольку энергия ионизации понижается на величину (1) только в направлении поля. Поэтому, и по некоторым другим причинам (см., например, [9]), α может быть только меньше, чем $2\sqrt{e^3/k}$, что и наблюдается обычно на опыте [3-7,9]. В нашем же случае этот коэффициент оказался неожиданно большим и соответствовал заряду центра $Z = 10 - 30$ в зависимости от положения квазиуровня Ферми доноров.

Большая величина Z обусловлена, по нашему мнению, тем, что электроны, связанные на донорах, находятся в скоплениях положительных ионов. Действительно, в нашем случае заполнение сурьмы мало (оно меняется от 10^{-3} до 10^{-1} при разных I и T [8]) и квазиуровень Ферми доноров оказывается существенно глубже энергии изолированного центра, то есть электроны с энергией Ферми и ниже связаны на скоплениях положительно заряженных доноров. Энергия связи электрона на типичном флуктуационном скоплении (оптимальной флуктуации) порядка $\epsilon \approx Ze^2/kr_s$ [10], где r_s - радиус экранирования. Считая, что основной вклад в эффект Пула - Френкеля дают электроны с энергией Ферми, ϵ_F , имеем $Z \approx \epsilon_F k r_s / e^2$. Значения ϵ_F , отсчитанные от невозмущенной энергии ионизации донора, в условиях настоящих опытов меняются в зависимости от подсветки в интервале 3 - 10 мэВ; $r_s \approx N_t^{1/3} / N_s^{2/3}$ [10], где N_t - суммарная концентрация заряженных центров, N_s - концентрация экранирующих зарядов. В нашем случае $N_t = N_2 + N_3 + N_D^+ = 2N_D$, $N_s = N_3$, где N_2, N_3 - концентрации двух- и трехзарядных ионов меди, N_D - концентрация доноров, и для образца, данные для которого приведены на рис.1 и 2, имеем $r_s \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см. Отсюда получим $Z \sim 10 - 30$. Эти значения Z показывают, что в типичных флуктуациях с энергией связи 3-10 мэВ на среднем межпримесном расстоянии находится $\sqrt{Z} \approx 2 - 3$ избыточных заряда.

Подставляя Z в выражение (1), получим

$$\epsilon_{PF} = 2\sqrt{\epsilon_F e E \tau_s}. \quad (3)$$

Тогда при увеличении ϵ_F (уменьшении интенсивности оптического возбуждения акцепторов) ϵ_{PF} должна возрастать. Однако наклон прямых на рис.2, пропорциональный ϵ_{PF} , уменьшается с ростом ϵ_F . Это противоречие нам непонятно.

Что касается порогового поля, то имеются две возможные причины его возникновения. Во-первых, это экранирование. Формула (1) справедлива только в том случае, когда расстояние от центра, при котором потенциал имеет максимум, $r_m = \sqrt{Ze/kE}$ (см. вставку к рис.1), меньше радиуса экранирования r_s . Если $r_m > r_s$, то понижение энергии ионизации не будет пропорционально \sqrt{E} . В простейшем случае, если положить, что при $r > r_s$, потенциал $U(r) = 0$ (см. рис.3а), то при малых E имеем $\epsilon_{PF} \propto E$. Корневая зависимость $\log n$ начинается при $r \leq r_s$, то есть при полях больше порогового, $E_c \sim Ze/kr_s^2$.

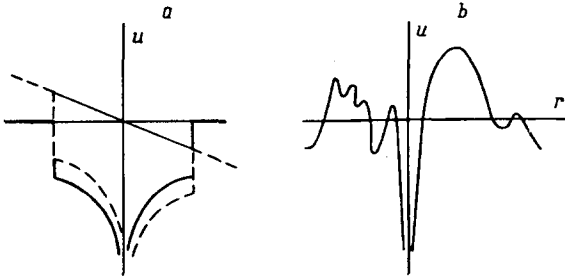


Рис.3. Потенциал притягивающего примесного центра при наличии экранирования (а) и случайного потенциала (б) схематически

Во-вторых, при наличии случайного потенциала с амплитудой γ эффект Пула – Френкеля может наблюдаться только при $\epsilon_{PF} > \gamma$. Действительно, пока $\epsilon_{PF} < \gamma$, термическая энергия ионизации должна совпадать с расстоянием между энергией Ферми и порогом подвижности и не должна заметно зависеть от электрического поля (см. рис.3б). По-видимому, в наших опытах реализуется именно этот случай, так как подставив экспериментальные значения порогового поля в выражение (1) и используя определенные из эксперимента значения α , мы получаем энергию, близкую к амплитуде случайного потенциала [8].

Настоящая работа была проведена при поддержке Международного научного фонда и правительства России (Grants NN MA9000, MA9300) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04958-а).

1. Я.И.Френкель, Phys. Rev. **54**, 647 (1938).
2. В.Н.Абакумов, В.И.Перель, И.Н.Ясиевич, Nonradiative recombination in semiconductors, In: *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, v.33 (North Holland, Amsterdam), 1991.
3. T.Hirai and O.Nakada, Jap. J. Appl. Phys. **7**, 112 (1968).
4. G.A.N.Connell, D.L.Camphausen, and W.Paul, Phil. Mag. **26**, 541 (1972).
5. L.Pelaz, J.Vincente, L.A.Bailon, and J.Barbola, IEEE Trans. Electron Devices, **41**, 587 (1994).
6. А.Г.Дмитриев, Д.Н.Наследов, Б.В.Царенков, ФТП **6**, 345 (1972).
7. S.D.Ganichev, J.Diener, I.N.Yassievich, and W.Prettl, Europhys. Lett. **29**, 315 (1995).
8. Н.Г.Жданова, М.С.Караган, Е.Г.Ландсберг, В.В.Петрищев, Письма в ЖЭТФ **58**, 529 (1993).
9. D.M.Pai, J. Appl. Phys. **46**, 5122 (1975).
10. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.