

Учет вязкости в (2), (3), как показывает анализ дисперсионного уравнения, приводит к повышению устойчивости рассматриваемой системы.

Таким образом, температурный градиент вблизи свободной плоской поверхности жидкости может являться как дестабилизирующим систему фактором [1-3], так и стабилизирующим.

Л и т е р а т у р а

- [1] P a l m e r Н.У. — У. Fluid.Mech., 1976, v. 75, N 3, p. 487-511.
- [2] Л е в ч е н к о Е.Б., Ч е р н я к о в А.Л. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1597-1608.
- [3] Б у г а е в А.А., Л у к о ш к и н В.А., Я к о в л е в Д.Г. — ЖТФ, 1988, т. 58, № 5, с. 908-914.
- [4] Р ы к а л и н Н.Н., У г л о в А.А., З у е в И.В., К о к о р а А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985. 496 с.

Поступило в Редакцию
7 ноября 1988 г.

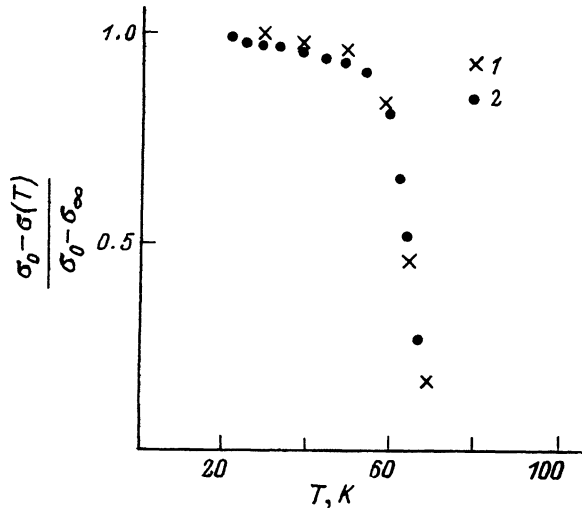
Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24

26 декабря 1988 г.

ОТЖИГ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ПАР ФРЕНКЕЛЯ В p -Ge, ОБЛУЧЕННОМ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,6 МэВ И 1,2 МэВ

А.Н. К р а й ч и н с к и й, Л.В. М и з р у х и н,
И.С. Р о г у ц к и й, В.И. Ш а х о в ц о в

В [1-11] установлено, что центрированная при $T=65$ К стадия изохронного отжига проводимости кристаллов p -Ge, облученных электронами с энергией ~ 1 МэВ при гелиевых температурах, обусловлена аннигиляцией „замороженных“ генетически связанных пар вакансия (У)-межузельный атом (I), получивших название метастабильных пар Френкеля (МПФ). Важным свойством МПФ (радиационных акцепторов) является сдвиг их стадии отжига в область гелиевых температур при облучении „допороговыми“ электронами 0,3-0,5 МэВ ($T_{отж}=5-7$ К [4, 8]) или светом с энергией кванта $h\nu < E_G$ (E_G — ширина запрещенной зоны, $T_{отж}=4,2$ К [3, 8]). В условиях ионизации кристаллов при подсветке „допороговой“ радиацией или светом процесс отжига МПФ характеризуется аномально малым значением энергии активации (4-5 МэВ [4, 8]) и диффузионно-контролируемым движением I к У [4]. Механизм миграции I в неравновесных условиях предложен в [12, 13] и основан на инверсии потенциала для I в процессе перезарядок $I^0 \rightarrow I^+ \rightarrow \dots$



Зависимость доли неотожженных МПФ от температуры изохронного темнового отжига облученных кристаллов p -Ge. σ_0 , σ_∞ , $\sigma(T)$ — удельная электропроводность кристаллов p -Ge до облучения, после облучения и в процессе изохронного темнового отжига соответственно. Точки: 1 — облучение электронами с энергией 0,6 МэВ; 2 — 1,2 МэВ.

Статистический характер взаимодействия релятивистских электронов с узловыми атомами ковалентных кристаллов приводит к существованию функции распределения генетических пар Френкеля по расстояниям между У и I [14, 15]:

$$f(R) \sim R^{-2} \exp\left(-\frac{R}{R_0}\right), \quad (1)$$

где R_0 — параметр, зависящий от вида кристалла и характеристик излучения. Если У и I при облучении неподвижны, то распределение МПФ по расстояниям между У и I имеет вид (1). Это можно проверить, уменьшая энергию релятивистских электронов. В этом случае соответствующее уменьшение R_0 должно привести к сдвигу стадии изохронного темнового отжига МПФ в сторону низких температур. Однако облучение p -Ge электронами с энергией 0,6 МэВ [2], 0,8 МэВ [6], 1,0 МэВ [9] при гелиевых температурах не привели к сдвигу стадии ($T=65$ К) отжига МПФ.

Анализ условий эксперимента в [2, 6, 9] показывает, что в процессе облучения p -Ge имел место высокий уровень возбуждения электронной подсистемы (температура кристаллов при облучении была ниже температуры истощения донорного уровня) $\frac{\Delta n}{n_0} \gg 1$ (n_0 , Δn — концентрация равновесных и неравновесных носителей заряда

соответственно). Это обстоятельство могло вызвать ионизационно-стимулированную миграцию Γ к $У$ по механизму [12, 13]. Целью настоящего сообщения являлась экспериментальная проверка энергетической зависимости стадии отжига МПФ при более низком уровне ионизации кристаллов p - Ge в процессе облучения.

Проводилось облучение p - Ge (Sb) ($N_{Sb} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) электронами с энергией 0,6 и 1,2 МэВ на импульсном ускорителе при $T=20 \text{ К}$. Длительность импульса облучения 2,5 мкс, частота следования 400 Гц. Средняя плотность тока пучка составляла 10 нА/см^2 . Облучение проводилось до доз, соответствовавших не более чем примерно 30 % компенсации кристаллов. До и после облучения и отжига измерялись электропроводность и эффект Холла. Из общего спектра пучка ускорителя вырезался участок с шириной 100 кэВ для обоих средних энергий 0,6 и 1,2 МэВ. По спаду неравновесной проводимости после импульса облучения определялось время жизни неравновесных носителей заряда. Рассчитывалась скорость генерации электронно-дырочных пар в германии для быстрых электронов в интервале энергий 0,6–1,2 МэВ $\lambda^{Ge} \approx 1,8 \cdot 10^6 I_e e^-/\text{см}^3 \text{ с}$ (I_e – интенсивность потока электронов). Для обеих энергий облучения с учетом времени жизни носителей заряда определялся уровень возбуждения электронной подсистемы, достигаемый в импульсе, который в обоих случаях удовлетворял условию

$$\frac{\Delta n}{n_0} \lesssim 1.$$

После облучения проводился изохронный отжиг, результаты которого представлены на рисунке. Видно, что стадия изохронного отжига 65 К (10 минут; в темноте) для обеих энергий совпадает. Диапазон энергий кристаллов 0,6–1,2 МэВ соответствует, как известно [16], участку резкого изменения эффективности введения дефектов при комнатных температурах облучения, что может быть связано как с ростом числа первично смещенных атомов, так и с увеличением среднего расстояния между $У$ и Γ в генетической паре Френкеля. Однако, как показано на рисунке, последний фактор (по крайней мере в условиях нашего эксперимента) не действует – сдвиг стадии отжига МПФ не наблюдается.

Причина, как уже обсуждалось ранее, состоит, по-видимому, в том, что независимо от вида $f(R)$ хвост функции „поджимается” в процессе облучения за счет ионизационно-ускоренной миграции Γ к $У$ при перезарядках $1^0 \rightarrow 1^+ \dots$ не только при сильной ионизации кристаллов ($\frac{\Delta n}{n_0} \gg 1$ [1-11]), но и в случае реализованного в наших экспериментах более низкого $\frac{\Delta n}{n_0} \lesssim 1$ уровня возбуждения электронной подсистемы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Маскау J.W., Клонтз Е.Е. – J. Appl. Phys., 1959, v. 30, N 8, p. 1269–1274.

- [2] Callcott T.A., Mackay J.W. - Phys. Rev., 1967, v. 161, N 3, p. 698-710.
- [3] Bourgoïn J., Mollot F. - Phys. St. Sol. (b), 1971, v. 43, N 1, p. 343-355.
- [4] Hyatt W.D., Koehler J.S. - Phys. Rev. B, 1971, v. 4, N 6, p. 1903-1910.
- [5] Mackay J.W., Klontz E.E. In: Radiation Damage in Semiconductors, Dunod, Paris, 1965, p. 11-16.
- [6] Arimura I., Mackay J.W. In: Radiation Effects in Semiconductors, N.Y., Plenum Press, 1968, p. 204-209.
- [7] Meese J.M., Mackay J.W. - Rad. Eff., 1971, v. 8, N 3-4, p. 161-164.
- [8] Meese J.M. - Phys. Rev. B, 1974, v. 9, N 10, p. 4373-4391.
- [9] Hiraki A., Cleland J.W., Crawford J.H. - Phys. Rev., 1969, v. 177, N 3, p. 1203-1207.
- [10] Singh M.P., Mackay J.W. - Phys. Rev., 1968, v. 175, N 3, p. 985-990.
- [11] Zizine J. In: Radiation Effect in Semiconductors, N.Y., Plenum Press, 1968, p. 186-194.
- [12] Bourgoïn J.C., Corbett J.W. - Phys. Lett., 1972, v. A38, N 2, p. 135-137.
- [13] Оксенгендлер Б.Л., Юнусов М.С. - Изв. АН УзССР. Серия физ.-мат. наук, 1975, № 4, с. 76-80.
- [14] Крайчинский А.Н., Мизрухин Л.В., Шаховцов В.И. - ФТП, 1983, т. 17, № 3, с. 437-440.
- [15] Крайчинский А.Н., Мизрухин Л.В., Осташенко Н.И., Шаховцов В.И. - ФТП, 1985, т. 19, № 12, с. 2202-2204.
- [16] Корбетт Дж., Бургуэн Ж. Сб. Точечные дефекты в твердых телах. М.: Мир, №??., с. 9-162.

Поступило в Редакцию
18 августа 1988 г.