

Таким образом, при наносекундном импульсном отжиге имплантационных слоев германия, как и в процессе отжига аморфизированного кремния [10], возможны промежуточные фазовые превращения, обусловленные начальным переходом полупроводника в метастабильное жидкое состояние.

Л и т е р а т у р а

- [1] Закиров Г. Г., Хайбуллин И. Б., Зарипов М. М. — М.: ВИНТИ АН СССР, № 3449-81, 1981. 26 с.
- [2] Закиров Г. Г., Хайбуллин И. Б., Зарипов М. М. — ФТП, 1983, т. 17, в. 2, с. 232—234.
- [3] Закиров Г. Г., Хайбуллин И. Б., Штырков Е. И. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 33—37.
- [4] Закиров Г. Г., Хайбуллин И. Б. — В кн.: Тез. докл. VII Всес. конф. по процессам роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск, 1986, с. 163—164.
- [5] Ивлев Г. Д. — Письма ЖТФ, 1982, т. 8, в. 8, с. 468—472.
- [6] Donovan T. M., Spicer W. E., Bennet J. M., Ashlei E. J. — Phys. Rev., 1970, v. 2, N 2, p. 397—413.
- [7] Weber H. C., Cullis A. C., Chew U. G. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, N 7, p. 669—671.
- [8] Bagley B. G., Chen H. S. — In: Laser-Solid Interaction a. Laser Processing. N. Y., 1979, p. 97—101.
- [9] Петров Ю. И. Физика малых частиц. М., 1982. 359 с.
- [10] Ивлев Г. Д., Малевич В. Л. — В кн.: Тез. докл. VII Всес. конф. по процессам роста и синтеза полупроводниковых кристаллов и пленок. Новосибирск, 1986, с. 203—204.

Казанский

физико-технический институт КФ АН СССР

Получено 14.10.1987

Принято к печати 25.11.1987

ФТП, том 22, вып. 5, 1988

К ВОПРОСУ ОБ ЭФФЕКТЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Пожела Ю. К., Сталерайтис К. К.

В [1] были показаны возможности применения эффекта изменения концентрации носителей заряда в полупроводнике, возникающего исключительно из-за неоднородности внешнего магнитного поля [2], для создания датчика градиента магнитного поля. Являясь резистивным датчиком, сопротивление которого зависит от неоднородности магнитного поля и в определенных пределах практически не зависит от индукции магнитного поля B , такой датчик может обеспечить более высокую точность измерения неоднородности поля по сравнению с датчиками дифференциального типа [3].

В [1, 2] проведен упрощенный расчет эффекта, учитывающий одну из пары ортогональных составляющих тензора неоднородности магнитного поля, удовлетворяющих соотношению $\text{rot } \mathbf{B} = 0$. Такой расчет, как будет показано далее, в определенных условиях действительно оправдывается (эти условия близки к имевшимся в эксперименте [2]). Однако интерпретация эффекта в этих условиях, а тем более закономерности и их интерпретация в случае более широкого диапазона параметров исследуемых образцов остаются неясными, так как обе составляющие тензора неоднородности поля являются равными и нельзя заранее пренебречь какой-либо из них.

Далее проведен расчет перераспределения концентрации свободных электронно-дырочных пар в прямоугольной полупроводниковой пластине в слабом неоднородном магнитном поле с учетом обеих составляющих тензора неоднородности магнитного поля, выполнен анализ поведения средней концентрации носителей заряда и описаны экспериментальные результаты измерения электропроводности образцов германия с различными поперечными размерами и условиями поверхностной рекомбинации.

На рисунке показана ориентация полупроводниковой прямоугольной пластины, бесконечной в направлении внешней приложенного электрического поля E (E_x), в магнитном поле B (y, z) с постоянным градиентом индукции $\text{grad}_y B_z = \text{const} = \alpha$, что в силу $\text{rot } B = 0$ влечет за собой $\text{grad}_y B_x = \text{grad}_z B_y = \alpha$. Напряженность приложенного электрического поля направлена по оси Ox , вектор индукции магнитного поля B меняет свое направление и величину в плоскости yOz :

$$B_x = B_{x_0} + \alpha y, \quad B_y = B_{y_0} + \alpha z. \quad (1)$$

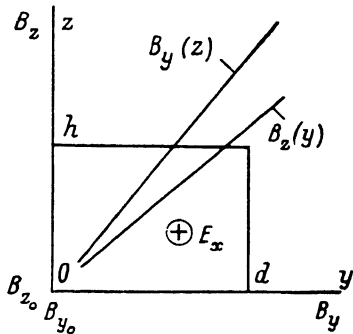
Ширина d и высота h пластины отсчитываются от начала координат.

В таких условиях в слабых магнитных полях ($\mu_{n,p} |B| \ll 1$) плотности электронного j_n и дырочного j_p потоков в линейном приближении по магнитному полю в плоскости yOz могут быть записаны в виде [4]

$$j_n(y, z) = e\mu_n n (E_y y_0 + E_z z_0) + \mu_n k T \text{grad} (\Delta n) + e\mu_n^2 a_m n E_x (B_z y_0 - B_y z_0), \quad (2)$$

$$j_p(y, z) = e\mu_p p (E_y y_0 + E_z z_0) - \mu_p k T \text{grad} (\Delta p) - e\mu_p^2 a_m p E_x (B_y y_0 - B_z z_0), \quad (3)$$

где $E_{y,z}$ — составляющие напряженности поля Холла, e — заряд электрона, $n(y, z)$, $p(y, z)$, n_0 , p_0 , $\Delta n = n - n_0$, $\Delta p = p - p_0$ — полные, равновесные и неравновесные концентрации электронов и дырок, μ_n , μ_p — их подвижности, k — постоянная Больцмана, T — температура, a_m — холл-фактор, y_0 , z_0 — единичные векторы на осях Oy и Oz .



Ориентация прямоугольного образца в неоднородном магнитном поле, характеризуемому двумя одинаковыми составляющими тензора неоднородности $\text{grad}_y B_z = \text{grad}_z B_y = \text{const} = \alpha$: $B_x = B_{x_0} + \alpha y$, $B_y = B_{y_0} + \alpha z$.

Приложенное электрическое поле с напряженностью E_x направлено перпендикулярно чертежу. Ширина образца d , высота h .

Далее мы будем предполагать, что выполняется условие квазинейтральности $\Delta n = \Delta p$ и действителен линейный механизм рекомбинации электронно-дырочных пар как в объеме пластины, так и на поверхностях. Для расчета величины $\Delta n(y, z)$ тогда можно использовать уравнения баланса частиц

$$\frac{1}{\tau} \text{div } j_{n,p} = \pm \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (4)$$

где τ — время жизни электронно-дырочной пары.

Граничные условия мы определим, предполагая, что на двух боковых гранях пластины ($y=0$ и $y=d$) скорости поверхностной рекомбинации настолько велики, что концентрация носителей заряда на них не меняется,

$$\Delta n(0, z) = \Delta n(d, z) = 0, \quad (5)$$

а на других двух гранях скорости поверхностной рекомбинации произвольны, и тогда

$$\frac{1}{\tau} j_{n,p} = \pm S_{0,h} \Delta n \left(\begin{array}{l} \text{«+», } z=0 \\ \text{«-», } z=h \end{array} \right), \quad (6)$$

где $S_{0,h}$ — скорости поверхностной рекомбинации на гранях $z=0$ и $z=h$. Такие граничные условия близки к реально существующим в германиевых датчиках неоднородности магнитного поля [1]. Выражение для $j_{n,p}$ находится из (2) и (3) с учетом того, что на поверхности $j_{n,p} = 0$.

Далее мы ограничимся случаем таких полей, при которых выполняется условие

$$\Delta n \ll n_0, p_0. \quad (7)$$

Как показано экспериментально для тонких образцов [2], в этих условиях сохраняются два практически важных свойства исследуемого эффекта — линейная

зависимость изменения средней концентрации электронно-дырочных пар $\langle \Delta n \rangle$ от величины $\text{grad}_y B_x$ и слабая зависимость $\langle \Delta n \rangle$ от B_x .

Анализ уравнений баланса электронов и дырок (4) с граничными условиями (5), (6) показывает, что неравенство (7) соблюдается, если

$$\frac{e a_m (\mu_p n_0 + \mu_n p_0) E_x B_{y,z}}{n_0 + p_0} \ll \frac{kT}{e L_D}, \quad (8)$$

где $L_D = \sqrt{D_0 \tau}$ — длина биполярной диффузии, $D_0 = e \mu_n \mu_p (n_0 + p_0) / [kT (\mu_n n_0 + \mu_p p_0)]$ — коэффициент биполярной диффузии при $n = n_0$, $p = p_0$.

Введем обозначения: $v = \Delta n / n_i$, $n_i = \sqrt{n_0 p_0}$, $\eta = y / L_D$, $\xi = z / L_D$, $w = d / L_D$, $t = h / L_D$, $s_0, s_z = S_0, S_z L_D / D_0$,

$$a = \frac{e a_m (\mu_n + \mu_p) n_i L_D^2 E_x}{kT (n_0 + p_0)} \alpha, \quad b = \frac{e a_m (\mu_n + \mu_p) n_i L_D E_x B_{y0}}{kT (n_0 + p_0)} \beta.$$

В этих обозначениях решение уравнений (4) с граничными условиями (5) и (6) с принятыми допущениями следующее:

$$v = \sum_{n=1}^{\infty} \left[(A_n \text{ch } \lambda_n \xi + B_n \text{sh } \lambda_n \xi) \sin \frac{\pi n}{w} \eta \right], \quad (9)$$

где

$$\lambda_n = \sqrt{1 + \frac{\pi^2 n^2}{w^2}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

$$A_n = \frac{4\pi}{n} \frac{\lambda_n (b + at) - b (\lambda_n \text{ch } \lambda_n t + s_z \text{sh } \lambda_n t)}{s_0 (\lambda_n \text{ch } \lambda_n t + s_z \text{sh } \lambda_n t) + \lambda_n (\lambda_n \text{sh } \lambda_n t + s_z \text{ch } \lambda_n t)},$$

$$B_n = \frac{4\pi}{n} \frac{s_0 (b + at) + b (\lambda_n \text{sh } \lambda_n t + s_z \text{ch } \lambda_n t)}{s_0 (\lambda_n \text{ch } \lambda_n t + s_z \text{sh } \lambda_n t) + \lambda_n (\lambda_n \text{sh } \lambda_n t + s_z \text{ch } \lambda_n t)}.$$

Условие (7) выполняется, если $|a|$, $|b| + |a|t \ll 1$.

Из (9) следует вывод о том, что независимо от высоты и ширины пластины никакого перераспределения концентрации электронно-дырочных пар в магнитном поле не происходит, если только $s_0, s_z \rightarrow \infty$. Это отражает тот факт, что если одна из составляющих тензора неоднородности поля вызывает накопление или обеднение концентрации носителей, то вторая составляющая, направленная перпендикулярно первой, в любой точке создает обратный эффект.

Вторая особенность заключается в том, что при $s_0 = s_z = s$ конечной величины характер распределения концентрации электронно-дырочных пар $\Delta n(y, z)$ в пластине существенно зависит от среднего значения компоненты вектора индукции B_y , но одновременно среднее изменение концентрации в пластине

$$\langle v \rangle = \frac{1}{\xi w t} \int_0^w \int_0^t v(\eta, \xi) d\eta d\xi =$$

$$= \frac{4a}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{[s(1 - \text{ch } \lambda_n t) - \lambda_n \text{sh } \lambda_n t] (1 - \cos \pi n)}{\lambda_n n^2 [(\lambda_n^2 + s^2) \text{sh } \lambda_n t + 2s \lambda_n \text{ch } \lambda_n t]} \right\} \quad (10)$$

зависит только от величины и знака составляющей тензора неоднородности поля $\text{grad}_y B_x$ (тем самым и от $\text{grad}_x B_y$).

В рассмотренном приближении относительное изменение средней концентрации (а тем самым и электропроводности пластины) независимо от поперечных размеров пластины прямо пропорционально величине $\text{grad}_y B_x$ и не зависит от B_y и B_x . В отношении влияния поперечных размеров d и h на величину изменения электропроводности следует указать на следующие закономерности.

1. Увеличение ширины d пластины приводит к увеличению средней концентрации $\langle \Delta n \rangle$, пока d меньше L_D или сравнима с L_D . При $d \gg L_D$ $\langle \Delta n \rangle$ не зависит от d .

2. Если $s \neq 0$, то увеличение высоты h также приводит к увеличению $\langle \Delta n \rangle$, пока h меньше L_D или сравнима с L_D , а при $h \gg L_D$ $\langle \Delta n \rangle$ не зависит от h . Однако и при $h \gg L_D$ $\langle \Delta n \rangle$ не перестает зависеть от s . В частности, при $d \gg L_D$, $h \gg L_D$ ($w \gg 1$, $t \gg 1$)

$$\langle v \rangle = a \frac{1}{1+s}. \quad (11)$$

Заметим, что если $s=0$, то решение (10) практически совпадает с упомянутым результатом упрощенного решения задачи [2]

$$\langle v \rangle = a \left(1 - \frac{2}{w} \operatorname{th} \frac{w}{2} \right). \quad (12)$$

Нами измерялись зависимости относительного изменения электропроводности $\Delta G/G$ германиевых образцов n -типа проводимости с удельным сопротивлением $0.4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$ и диффузионной длиной $L_D = 10^{-3} \text{ м}$ от величины градиента магнитного поля до 1 Т/м в симметричной квадрупольной магнитной линзе [2] при напряженностях электрического поля до $2 \cdot 10^3 \text{ В/м}$. Максимальные поперечные размеры образцов составляли $(5 \times 2) \cdot 10^{-3} \text{ м}$, минимальные — $(2 \times 0.2) \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Большие скорости поверхностной рекомбинации составляли $\approx 10^3 \text{ м/с}$, малые — $(2 \pm 1) \text{ м/с}$.

Результаты измерения неплохо согласуются с расчетом. При малых скоростях поверхностной рекомбинации на двух противоположных гранях (на остальных двух — при больших) зависимости $\Delta G/G$ от величины градиента магнитного поля являлись практически линейными (коэффициент нелинейности не превышал 3 %) независимо от поперечных размеров образцов. Абсолютная величина $|\Delta G/G|$ быстрее увеличивалась с увеличением поперечных размеров при их малых значениях $(0.2 \div 2) \cdot 10^{-3} \text{ м}$, чем при близких к максимальным $(5 \times 10^{-3} \text{ м})$. Расчетные значения $\Delta G/G$ укладывались в диапазоне 30 % от экспериментальных при использовании расчетного значения $S=2 \text{ м/с}$, что, по-видимому, связано с неопределенностью рекомбинационных потерь неравновесной концентрации в контактах и разбросом удельного сопротивления от образца к образцу.

Независимо от высоты и ширины образцов никакого изменения электропроводности над порогом чувствительности измерения величины $\Delta G/G$ ($\approx 10^{-6}$) не наблюдалось в том случае, когда на всех гранях образца скорости поверхностной рекомбинации были велики, как и следовало ожидать согласно расчету. Обнаружение последней закономерности исследуемого явления — единственного гальваномагнитного явления, в котором определяющим является градиент индукции магнитного поля, а значения индукции несущественны, позволяет утверждать, что мы имеем дело и с другим интересным явлением. Оно заключается в том, что стационарная концентрация носителей заряда внутри замкнутой поверхности оказывается весьма чувствительной к состоянию поверхности на расстояниях от нее, значительно превышающих диффузионную длину носителей, причем в условиях, когда их дрейфовая скорость, обусловленная электрическими полями и силами Лоренца, ничтожно мала по сравнению с их скоростью, обусловленной диффузией.

Л и т е р а т у р а

- [1] Janaviciene N., Levitas I., Pozela J., Stalioraitis K. — Sol. St. Electron., 1981, v. 24, p. 407—410.
 [2] Пожела Ю. К., Сталерайтис К. К. — Лит. физ. сб., 1980, т. 20, № 6, с. 65—73.
 [3] Афанасьев Ю. В., Студенцов Ю. В., Хорев В. Н., Чечурина Е. Н., Щелкин А. П. Средства измерений параметров магнитного поля. Л., 1972. 320 с.
 [4] Пикус Г. Е. — ЖТФ, 1956, т. 26, в. 1, с. 22—50.