

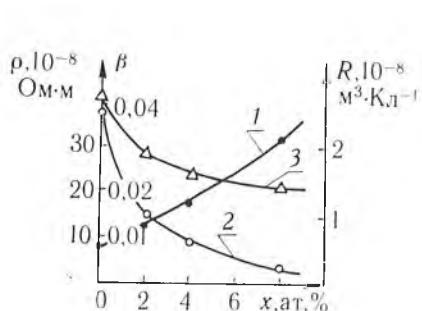


Рис. 1. Концентрационные зависимости $\rho(1)$, $\beta(2)$ и $R(3)$ фольг сплавов сурьма-мышьяк при 77 К

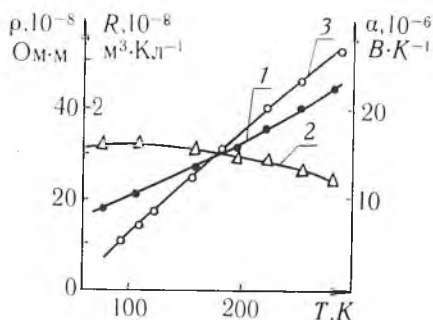


Рис. 2. Температурные зависимости $\rho(1)$, $R(2)$ и $\alpha(3)$ фольг сплава Sb-4 ат. % As

шение коэффициента Холла. Следует отметить, что температурные зависимости кинетических свойств фольг исследуемых сплавов и фольг сурьмы качественно совпадают. Последнее позволяет заключить, что мышьяк в висмуте является электрически нейтральным легирующим элементом, т. е. не нарушает равенства концентраций электронов и дырок.

Проведен расчет параметров электронов и дырок в фольгах сплавов сурьма-мышьяк по двухзонной изотропной модели, которая успешно применялась при изучении общих закономерностей изменения энергетического спектра полуметаллов. Из него следует, что легирование сурьмы мышьяком приводит к уменьшению концентраций электронов и дырок, указывающее на уменьшение перекрытия валентной зоны и зоны проводимости. Наблюдается также уменьшение подвижностей дырок и электронов, уменьшение их отношения с ростом мышьяка в сурьме. По этой причине легирование сурьмы мышьяком вызывает уменьшение коэффициента Холла.

Список литературы

1. Метастабильные и неравновесные сплавы / Ю. В. Ефимов, Г. Варлимонт, Г. Г. Мухин и др.; Под ред. Ю. В. Ефимова. М., 1988.
2. Хансен М., Андерко Е. Структура двойных сплавов. М., 1962.
3. Прокошин В. И., Шепелевич В. Г., Зу Хен Чер // Докл. АН БССР. 1989. Т. 33. № 6. С. 535.
4. Мирошниченко И. С. Закалка из жидкого состояния. М., 1982.
5. Русаков А. А. Рентгенография металлов. М., 1977.
6. Шепелевич В. Г. // Изв. АН БССР. Неорганические материалы. 1988. Т. 24. № 4. С. 542.
7. Физическое металловедение / Под ред. Р. У. Кана, П. Хаазена. М., 1987. Т. 2.

Поступила в редакцию 21.05.90.

УДК 538.123+621.083.8

В. И. ПРОКОШИН, В. А. ЯРМОЛОВИЧ,
Л. А. АНДАРЛО, Т. М. РАБКЕВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКИХ КОНЦЕНТРАТОРОВ МАГНИТНОГО ПОТОКА ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ХОЛЛА

Использование концентраторов магнитного потока значительно увеличивает чувствительность к магнитному полю преобразователей Холла [1]. Этот путь более прост, чем применение интегральных датчиков Холла либо традиционных схем усиления сигнала. При этом не требуется дополнительных источников электроэнергии. Особенно перспективно использование концентраторов в плоском исполнении, что обусловлено их технологической совместимостью с микроэлектронной технологией. Ис-

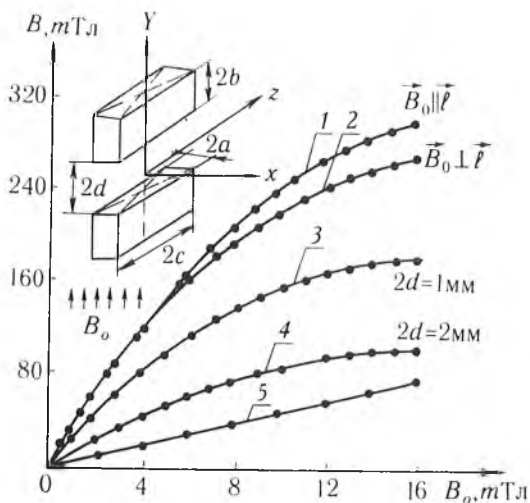


Рис. 1. Зависимость индукции магнитного поля B в центре симметрии концентратора магнитного потока ($x=0$, $y=0$, $z=0$) от B_0 : 1, 2 — сталь 3415; $2a = 0,35$ мм, $2b = 40$ мм, $2c = 40$ мм, $2d = 1$ мм при различных ориентациях $\vec{B}_0$ и $\vec{l}$. 3, 4 — пермаллой; $2a = 0,05$ мм, $2b = 30$ мм, $2c = 40$ мм с разными зазорами $2d$. 5 — сталь 3415; $2a = 0,35$ мм, $2b = 6,5$ мм, $2c = 40$ мм, $2d = 1$ мм

Для исследования свойств концентратора между пластинами располагается пленочный датчик Холла из $p\text{--InSb--}i\text{--GaAs}$, нормаль к которому параллельна оси y , что соответствует измерению составляющей B_y магнитной индукции. Внешнее магнитное поле B_0 создавалось соленоидом, размеры которого значительно превышали габариты концентратора. Сигнал с элемента Холла регистрировался дифференциальным вольтметром В2-34. Зазор между пластинами $2d$ и местоположение чувствительной области элемента контролировались с помощью микроскопа МБС-1.

Концентраторы изготавливались из пермаллоя с размерами $2a = 0,5$ мм либо стали марки 3415 толщиной 0,35 мм. В последнем случае пластины вырезались либо параллельно вектору прокатки $\vec{l}$, либо перпендикулярно ему, что давало возможность исследовать влияние текстуры на величину магнитного поля в зазоре концентратора.

Для описания индукции магнитного поля $|B|$ в зазоре концентратора использовалась формула Аркадьева [3]

$$B = B_0 \left[\frac{1}{\mu(H_0)} + N_p \left(1 - \frac{1}{\mu(H_0)} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где B_0 — индукция внешнего магнитного поля, H_0 — его напряженность. Относительная магнитная проницаемость материала концентратора обозначена через $\mu(H_0)$, а $N_p(x, y, z)$ — размагничивающий фактор, который в общем случае является функцией координат и геометрии пластин. Для подавляющего большинства случаев, когда пластины изготовлены из материала с высокой начальной магнитной проницаемостью $\mu_{\text{нач}}$, выполняется неравенство $1/\mu_{\text{нач}} \ll N_p$, что дает возможность определить N_p из формулы (1) следующим образом:

$$N_p = \lim_{B_0 \rightarrow 0} B_0/B. \quad (2)$$

Таким образом, в области линейной зависимости B от B_0 (см. рис. 1) имеем $B = B_0/N_p$, а величина $1/N_p = K_y(0)$ имеет смысл коэффициента усиления концентратором магнитного потока, проходящего через элемент Холла. В этой области $K_y(0)$ не зависит от внешнего магнитного

пользование твердотельных принципов усиления сигнала соответствует направлению создания элементов функциональной электроники.

Выбор формы и материала концентратора определяет функцию преобразования элементом Холла величины индукции магнитного поля в полезный сигнал. При этом эмпирический путь подбора геометрических параметров концентраторов очень трудоемок, а вопрос о влиянии магнитных характеристик материала практически не разработан.

Как показано в литературе [2], оптимальной для плоского концентратора является форма тонкого прямоугольного параллелепипеда с размерами $2b$, $2c$, $2a$ соответственно, подчиняющаяся условию $a \ll b$, $a \ll c$ (рис. 1).

поля, хотя в общем случае $K_y = B/B_0$ является нелинейной функцией B_0 или H_0 , что следует из (1).

Для анализа зависимости $K_y(B_0)$ при значительном увеличении B_0 выберем область, в которой индукция в материале практически близка к значению технического насыщения B_s . В этом случае легко получить:

$$\frac{1}{K_y(B_0)} = B_0 \frac{1 - 1/K_y(0)}{B_s} + \frac{1}{K_y(0)}. \quad (3)$$

Следовательно, $K_y(B_0) \sim 1/B_0$ при больших B_0 , что хорошо согласуется с нашими экспериментальными результатами (рис. 2).

Важно и то, что в некоторых частных случаях можно учесть анизотропию вещества концентратора. Так, если внешнее магнитное поле B_0 совпадает с осью анизотропии или перпендикулярно ему, то под $\mu(H_0)$ подразумеваются компоненты тензора μ_{ij} , а именно $\mu_{\parallel}$ и $\mu_{\perp}$. Так, в случае холоднокатанных анизотропных сталей, когда $\vec{B}_0$ параллелен либо перпендикулярен направлению прокатки (вектору прокатки $\vec{l}$), эффект анизотропии можно оценить из следующего выражения:

$$\frac{B_{\parallel} - B_{\perp}}{B_0} = \left[\frac{1}{\mu_{\parallel}} + N_p \left(1 - \frac{1}{\mu_{\parallel}} \right) \right]^{-1} - \left[\frac{1}{\mu_{\perp}} + N_p \left(1 - \frac{1}{\mu_{\perp}} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

При небольших B_0 , когда выполняются условия $1/\mu_{\parallel} \ll N_p$, $1/\mu_{\perp} \ll N_p$, из (4) следует, что величина $(B_{\parallel} - B_{\perp})$ стремится к нулю. Последнее эквивалентно отсутствию чувствительности магнитного поля к анизотропии свойств ферромагнитного вещества (см. рис. 1). В области нелинейности B от B_0 , т. е. когда $1/\mu$ и N_p сравнимы между собой, наблюдается зависимость величины магнитной индукции от свойств материала концентратора, в том числе от направления прокатки для холоднокатанных сталей, что следует из (4).

Из проведенных исследований следует, что в области линейной зависимости B от B_0 величина $K_y(0)$ не зависит от свойств материала, а определяется размерами пластин концентраторов $2b$ и $2a$, а также расстоянием между ними — $2d$. Область линейности B от B_0 определяется отношением c/b [4] и значительно расширяется с увеличением этого отношения. Свойства материалов концентратора (сталь, пермаллой) оказывают эффективное влияние, если сравнимы N_p и $1/\mu$, т. е. в области нелинейности $B(B_0)$. Уменьшение величин $2d$ и $2a$ при фиксированных других размерах способствует увеличению значения $K_y(0)$. К такому же эффекту приводит увеличение длины пластины концентратора $2b$.

При планировании разработки концентраторов необходимо использовать расчетные модели, по которым можно оценивать их параметры с точностью $\sim 10\%$. Вначале строится модель, описывающая структуру магнитного поля в плоскости симметрии (XOY). При этом учитывается, что составляющая индукции по оси z тождественно равна нулю вследствие симметрии концентратора относительно этой плоскости и поля $\vec{B}_0$, т. е. индукция магнитного поля зависит лишь от двух координат (x, y) . Так как $a \ll b$, $a \ll c$, то поле в плоскости (XOY) близко к плоскопараллельному. Следовательно, структуру поля можно характеризовать двумя величинами: модулем $B(x, y, 0) = B(x, y)$ и углом $\gamma(x, y)$ между вектором $\vec{B}$ и осью x в точке с координатами (x, y) . Далее используются приближенные выражения для

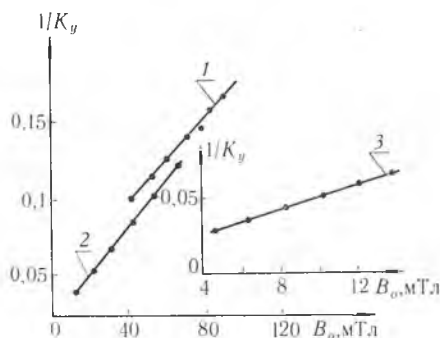


Рис. 2. Зависимость $1/K_y(B_0)$ концентраторов из стали 3415 при достаточно больших B_0 :

1 — $2a = 0,35$ мм; $2b = 10$ мм; $2d = 0,5$ мм,
 2 — $2a = 0,35$ мм; $2b = 30$ мм; $2d = 0,5$ мм,
 3 — $2a = 0,35$ мм; $2b = 30$ мм; $2d = 1$ мм

$\gamma(x, y)$ и $B(x, y)$ [5], которые верны при линейной зависимости между $B(x, y)$ и B_0 :

$$\gamma(x, y) = \sum_{i=1}^N K_i \arctg \frac{y - y_i}{x - x_i} + \text{const}, \quad (5)$$

$$B(x, y) = B_0 \prod_{i=1}^N [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]^{-K_i/2}, \quad (6)$$

где (x_i, y_i) — координаты особых точек, а K_i — их порядки. Суть определения x_i, y_i, K_i при $N=20$ изложена в [2]. Составляющие индукции магнитного поля по осям x и y записываются соответственно

$$B_x(x, y) = B(x, y) \cos \gamma(x, y), \quad (7)$$

$$B_y(x, y) = B(x, y) \sin \gamma(x, y). \quad (8)$$

Чтобы учесть нелинейные эффекты, связанные с зависимостью магнитной проницаемости ферромагнитного концентратора от B_0 , подставляем $N_p(x, y)$ (1) и получаем

$$B(x, y) = \frac{B_0 \mu(H_0) \prod_{i=1}^N [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]^{-K_i/2}}{\prod_{i=1}^N [(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2]^{-K_i/2} + [\mu(H_0) - 1]}. \quad (9)$$

Таким образом, структуру магнитного поля в плоскости (XOY) можно описать выражениями (5) и (9). Точность расчета по этим формулам зависит от выбранной модели, т. е. от набора x_i, y_i, K_i , ошибка обычно не превышает 10 % [4].

Для описания структуры магнитного поля концентратора вблизи плоскости (XOY) применяется трехмерное уравнение Лапласа для скалярного потенциала $U(x, y, z)$:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (10)$$

В плоскости (XOY), т. е. при $z = 0$, решение двумерного уравнения Лапласа $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0$ обозначается через $U(x, y, 0) = V(x, y)$. Решение уравнения ищется в виде ряда [6]:

$$U(x, y, z) = V + U_2 z^2 + U_4 z^4 + \dots = V + \sum_{n=1}^{\infty} U_{2n} z^{2n}, \quad (11)$$

где $U_{2n}(x, y)$ — функция только координат x и y . Подставляя (11) в (10) и приравнявая нулю члены, содержащие z^2, z^4, z^6 и так далее, получаем:

$$\begin{aligned} U_2 &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right), \\ U_4 &= \frac{1}{4!} \left(\frac{\partial^4 U}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 V}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 V}{\partial y^4} \right), \\ U_{2n} &= \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} \sum_{p=0}^n \frac{C_n^p \partial^{2n} V}{\partial y^{2p} \partial x^{2(n-p)}}, \end{aligned} \quad (12)$$

где C_n^p — число сочетаний из n по p .

Из условия $\vec{B} = -\mu_0 \text{grad } U(x, y, z)$ получаем следующие выражения для составляющих индукции магнитного поля по осям x, y, z соответственно:

$$B_x(x, y, z) = B_x(x, y, 0) - \mu_0 \frac{\partial}{\partial x} \sum_{n=1}^{\infty} U_{2n} z^{2n}, \quad (13)$$

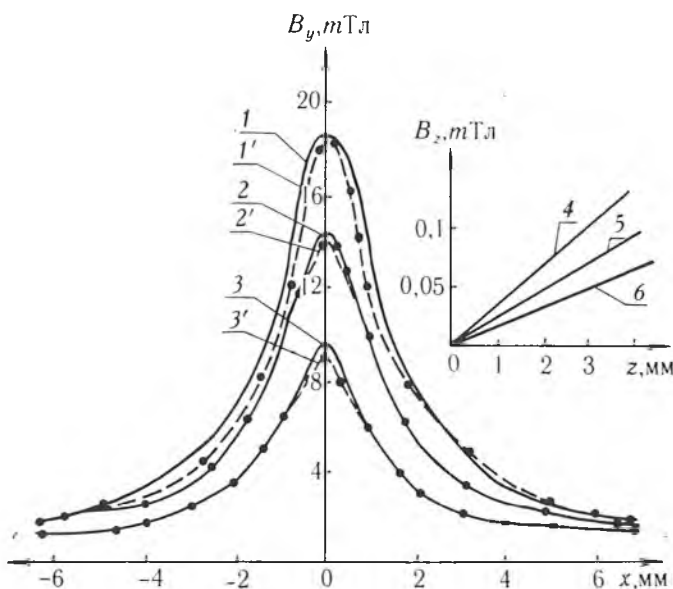


Рис. 3. Структура магнитного поля вблизи пластин концентратора при $B_0 = 1,2$ мТл и размерах $2d = 2$ мм; $2a = 0,35$ мм: 1, 2, 3 — расчет; 1', 2', 3' — эксперимент. 1, 1' — $2b = 40$ мм, ($y = 0$, $z = 0$); 2, 2' — $2b = 30$ мм, ($y = 0$, $z = 10$ мм); 3, 3' — $2b = 20$ мм, ($y = 0$, $z = 0$); 4, 5, 6 — расчет $2b = 30$ мм, $y = 0,7$ мм ($x = 0,1$ мм; $0,2$ мм; $0,22$ мм) соответственно

$$B_y(x, y, z) = B_y(x, y, 0) - \mu_0 \frac{\partial}{\partial y} \sum_{n=1}^{\infty} U_{2n} z^{2n}, \quad (14)$$

$$B_z(x, y, z) = -\mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} 2n \cdot z^{2n-1} U_{2n}. \quad (15)$$

Функцию U_{2n} можно выразить через $B_x(x, y, 0)$ и $B_y(x, y, 0)$, если использовать (12):

$$U_2 = \frac{1}{2\mu_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} B_x(x, y, 0) + \frac{\partial}{\partial y} B_y(x, y, 0) \right], \quad (16)$$

$$U_n = -\frac{1}{4! \mu_0} \left[\frac{\partial^3 B_x(x, y, 0)}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 B_y(x, y, 0)}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 B_x(x, y, 0)}{\partial x \partial y^2} + \frac{\partial^3 B_y(x, y, 0)}{\partial y^3} \right]. \quad (17)$$

Для небольших z (расчет вблизи плоскости XOY), отбрасывая члены высших порядков малости, имеем следующие формулы для вычисления:

$$B_x(x, y, z) = B_x(x, y, 0) - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 B_x(x, y, 0)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y(x, y, 0)}{\partial x \partial y} \right] \cdot z^2, \quad (18)$$

$$B_y(x, y, z) = B_y(x, y, 0) - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 B_y(x, y, 0)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_x(x, y, 0)}{\partial x \partial y} \right] \cdot z^2 \quad (19)$$

$$B_z(x, y, z) = -z \left[\frac{\partial B_x(x, y, 0)}{\partial x} + \frac{\partial B_y(x, y, 0)}{\partial y} \right]. \quad (20)$$

В качестве $B_x(x, y, 0)$, $B_y(x, y, 0)$ можно использовать выражения (7, 8), полученные в приближении плоскопараллельного поля в плоскости (XOY), либо аналогичные, полученные из (5, 9) и учитывающие нелинейные эффекты по B_0 .

На рис. 3 приведено распределение составляющих индукции магнитного поля для концентраторов, отличающихся размерами, при сравнении данных, полученных как экспериментальным, так и расчетным путем. Наблюдалось соответствие $\sim 10-15\%$.

Список литературы

1. Панин В. В., Степанов В. М. Практическая магнитометрия. М., 1978.
2. Прокошин В. И., Ярмолевич В. А., Андарало Л. А. и др. Характеристики преобразователей Холла с плоскими концентраторами магнитного поля / Ред.-кол. журн. «Вести. Белорус. ун-та. Сер. I: Физ. Мат. Мех.» Мн., 1989. 41 с. Деп в ВИНТИ 24.10.89. № 6457-B89.
3. Преображенский А. А., Вншорд Е. Г. Магнитные материалы и элементы. М., 1986.
4. Андарало Л. А., Прокошин В. И., Ярмолевич В. А. // Проблемы магнитных измерений и магнитоизмерительной аппаратуры: Тез. докл. Л., 1989. Ч. 2. С. 3.
5. Соичнев А. Я. Расчет напряженности поля прямым методом. Л., 1967.
6. Грач И. М. Расчет электромагнитных полей на основе анализа их структуры и преобразования уравнений в выделенной подобласти. Фрунзе, 1985.

Поступила в редакцию 03.12.90.

УДК 621.315.592

Д. И. БРИНКЕВИЧ, Ф. НАССУР (САР),
В. В. ПЕТРОВ, С. А. ЧЕШОКОВ

ЗАКАЛОЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ В КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ АКЦЕПТОРНЫМИ ПРИМЕСЯМИ III ГРУППЫ

Закалка кристаллов Si : В приводит к генерации дефектов донорного типа [1, 2]. Так как данные о свойствах закаленного кремния, легированного другими примесями III группы Периодической системы, в литературе отсутствуют, представляет интерес изучение процессов образования и отжига закалочных термодефектов (ЗТД) в Si : A^{III} (A^{III}=Ga, In, Al). Максимальное внимание уделено Si : Al, так как на этом материале проведено наибольшее число исследований, посвященных радиационным и термическим дефектам [3]. Для сравнения изучался Si : (Sn, Al). Легирование электрически пассивной примесью олова дало возможность идентифицировать роль полей упругих напряжений. На примере Si : (Al, P) рассмотрено возможное влияние Al на генерацию и отжиг ЗТД в компенсированном кремнии п-типа проводимости.

Параметры исходных образцов кремния и изменение концентрации носителей заряда в процессе закалки

Образцы	Примесь	$N_{исх} \times 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$	$\Delta p(\Delta n) \cdot 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$				
			1270 К	1320 К	1370 К	1420 К	1470 К
1	Ga	1,05	1,00	0,95	1,01	0,90	1,02
2	In	1,80	1,70	1,73	1,73	1,69	1,70
3	In	18,5	17,2	17,6	17,9	18,1	18,0
4	Al	28,0	8,2	9,8	12,0	5,8	4,2
5	Al+Sn	30,7	9,0	12,4	21,8	6,6	3,0
6В	Al	15,8	5,0	5,9	10,0	5,4	3,8
6С	»	46,5	6,5	20,8	32,7	14,3	8,2
6Н	»	110	66,3	76,2	80	36,5	27,6
7В	Al+P	4,3	1,3	1,4	1,8	1,4	1,6
7С	»	2,0	0,23	0,27	0,25	0,28	0,28
7Н	»	6,9	4,75	5,48	6,68	3,05	1,82

Примечания: образцы 7В, 7С п-типа проводимости; $N_{исх}$ — исходная концентрация носителей заряда.