

УДК 621.382.3

ФІЗИЧНІ ТА МОДЕЛЬНІ УЯВЛЕННЯ ПРО ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ В БІПОЛЯРНИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУРАХ

М. А. Глауберман, В. В. Єгоров, Н. А. Каніщева, В. В. Козел

Навчально-науково-виробничий центр
при Одеському національному університеті ім. І. І. Мечнікова
Вул. Маршала Говорова, 4, Одеса 65063, mag@farlep.net

Анотація

ФІЗИЧНІ ТА МОДЕЛЬНІ УЯВЛЕННЯ ПРО ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ В БІПОЛЯРНИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУРАХ

М. А. Глауберман, В. В. Єгоров, Н. А. Каніщева, В. В. Козел

Аналізуються основні фізичні механізми роботи біполярних напівпровідникових магніточутливих структур (БМС). Показано, що вертикальні магніточутливі структури підлягають вилученню з класу БМС, а горизонтальні з точки зору модельних уявлень складають єдиний клас незалежно від напрямку магнітної осі. Механізми чутливості БМС, в яких визначаючим параметром є рухливість носіїв, допускають єдине по формі модельне представлення і тому можуть розглядатися як єдиний механізм перерозподілу. Магніточутливість БМС при визначенні її ефективністю перетворення досить коректно описується одновимірним рівнянням безперервності, причому незалежно від конкретних межових умов.

Ключові слова: напівпровідникові структури, магніточутливі структури, магнітотранзистори, моделювання.

Abstract

PHYSICAL AND MODELLING CONCEPTS OF GALVANOMAGNETIC EFFECTS IN BIPOLAR SEMICONDUCTOR STRUCTURES

M. A. Glauberman, V. V. Yegorov, N. A. Kanischeva, V. V. Kozel

The basic physical operation mechanisms of bipolar semiconductor magnetosensitive structures (BMSs) are analysed. The vertical structures have been shown to be subject to exclusion from the BMS class, and horizontal BMSs form a single class irrespective of their magnetic axis orientation. The BMS's sensitivity mechanisms having the charge mobility as the determining parameter allow a in-single model notion, and can be viewed as a single redistribution mechanism. When determined by transduction efficiency, the BMS magnetic sensitivity is quite correctly described by one-dimensional continuity equation irrespective of the boundary conditions.

Keywords: semiconductor structures, magnetosensing structures, magnetotransistors, modeling.

Аннотация

ФИЗИЧЕСКИЕ И МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ В БИПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

М. А. Глауберман, В. В. Егоров, Н. А. Канищева, В. В. Козел

Анализируются основные физические механизмы работы биполярных полупроводниковых транзисторных структур (БМС). Показано, что вертикальные магниточувствительные структуры подлежат исключению из класса БМС, а горизонтальные с точки зрения модельных представлений составляют единый класс независимо от направления магнитной оси. Механизмы чувствительности БМС, в которых определяющим параметром является подвижность носителей, допускают единое по форме модельное представление и поэтому могут рассматриваться как единый механизм перераспределения. Магниточувствительность БМС при определении ее эффективностью преобразования достаточно корректно описывается одномерным уравнением непрерывности, причем независимо от конкретных граничных условий.

Ключевые слова: полупроводниковые структуры, магниточувствительные структуры, магнитотранзисторы, моделирование.

Вступ

Найбільш широке практичне застосування в якості напівпровідникових датчиків магнітного поля в теперішній час знаходять традиційні датчики Хола та магнітрезистори. Це уніполярні магніточутливі структури (УМС), магніточутливість яких обумовлена ефектами взаємодії магнітного поля з основними носіями заряду. Згадані фундаментальні гальваномагнітні ефекти (Хола і Гауса) використовуються тут в тому вигляді, в якому були відкриті півтора сторіччя тому. За минулий час ці ефекти досконально вивчені, що дозволяє вважати перетворювальні можливості відповідних структур вичерпаними. Природною перспективною альтернативною структурам уніполярним є біполярні магніточутливі структури (БМС), чутливість котрих до магнітного поля обумовлена його впливом переважно на неосновні носії.

На протязі 80-х років БМС викликали до себе широкий дослідницький інтерес, зв'язаний з складною взаємодією різних фізичних ефектів, які обумовлюють їх чутливість. Найбільше всі ці ефекти проявляються в магнітотранзисторах (МТ, [1...3]), котрі й привертати до себе найбільшу увагу. Для опису фізичних процесів, які протікають в МТ, було запропоновано ряд механізмів. Однак цими механізмами властивості МТ визначаються недостатньо повно та крім того має місце неоднозначність відповідності явищ, які спостерігаються в експерименті, тим чи іншим механізмам [4].

В теперішній час треба відмітити зниження інтересу до теоретичних аспектів БМС при посиленні уваги до окремих питань їх практичного удосконалення в якості магнітних датчиків (наприклад, [5]). Однак вказані методологічні проблеми так і залишились не вирішеними, тоді як розвиток прикладного напрямку вимагає чіткого, однозначного та на певному рівні концептуально закінченого розуміння фізичних властивостей таких структур.

В даній роботі робиться спроба рішення такої задачі шляхом упорядкування уявлень про фізичні процеси в МТ структурах та методиці їх моделювання.

1. Біполярні магніточутливі структури як особливий клас напівпровідникових перетворювачів магнітного поля

Найважливішою принциповою різницею між УМС та БМС є можливість зміни в БМС концентрації носіїв обох типів без порушення електронейтральності. Корисний сигнал s викликається просторовим перерозподілом концентрації c рухливих носіїв під дією магнітного поля. Це дозволяє в найбільш загальному вигляді визначити БМС як такі структури, в котрих величина s виражається функціоналом від функції розподілу концентрації c носіїв даного типу у магнітному полі:

$$s = F_1 (c (\mathbf{r}, \mathbf{B})) \quad (1)$$

Тут $\mathbf{r}$ — вектор, який визначає мінливу точку в об'ємі бази; $\mathbf{B}$ — магнітна індукція.

Оскільки, неосновні носії в активній області БМС можуть виникати або внаслідок термогенерації, або за рахунок інжекції, а створюєми ними корисний сигнал може зніматись або з

омічного контакту, або з екстрагуючого pn -переходу, то має сенс підрозділяти БМС з одного боку, на інжекційні та безінжекційні, а з іншого — на екстраційні та безекстраційні. Відомі [1, 6...8] реалізації БМС на підставі всіх сполучень вказаних факторів (табл. 1).

Таблиця 1

БМС	Безінжекційні	Інжекційні
Безекстраційні	Гальваноманіто-рекомбінаційні структури	Магнітодіоди
Екстраційні	Структури Лонжини	Магнітотранзистори

Через те що інжекція та екстракція є штучними ефектами, які доповнюють інші ефекти, природно властиві БМС (термогенерація, модуляція опору та інше), в інжекційно-екстракційних структурах — магнітотранзисторах — проявляються всі характерні для БМС властивості. Крім того, ці два ефекти надають МТ цінні для використання властивості: інжекція дозволяє легко керувати в широких межах концентрацією неосновних носіїв, а екстракція забезпечує незалежність внутрішніх процесів в структурі від стану вихідних кіл, що дозволяє легко інтегрувати окремі елементи в функційно завершений прилад прибор (наприклад, [9]), та великий імпеданс, який обумовлює підвищену завадостійкість [10]. Тому найбільше привертають увагу до себе саме магнітотранзистори.

У відношенні до особливостей моделювання БМС необхідно відзначити наступне.

Ортогональність швидкості носіїв силі Лоренца обумовлює їх перенос в відповідних взаємно перпендикулярних напрямках. Тому широко розповсюджене для моделювання переносу в інших напівпровідникових структурах одновимірне наближення (по крайній мірі, в традиційній прямокутній системі координат) тут виявляється неприйнятним в принципі.

Оскільки зміна концентрації є принциповим фактором функціонування БМС, це моделювання необхідно базувати на рішенні рівняння безперервності, причому, як мінімум, двовимірною.

2. Вертикальні та горизонтальні магнітотранзистори

Практичний інтерес при використанні в якості датчиків представляють виключно балансні модифікації таких структур —

двохколекторні магнітотранзистори (ДМТ), колекторні струми яких рівні між собою у відсутності магнітного поля та отримують різні по знаку прирости при включенні останнього.

Фізично залежність колекторних струмів від магнітної індукції обумовлена відхиленням дрейфового потоку інжекттованих носіїв (для визначеності — електронів) силами Лоренца та холівського поля вбік одного з колекторів (або, що теж, перерозподілом концентрації n цих носіїв в базі структури).

Взаємодія дифузійної складової потоку з магнітним полем має особливий фізичний характер [11] та тут розглядатись не будуть. Враховуючи, що корисним сигналом магнітотранзистора є зміна колекторного струму, який має екстраційну природу та визначається виключно розподілом концентрації неосновних носіїв, вигляд функціонала (1) може бути конкретизований як

$$I_c(B) = \int \left(d\sigma * \text{grad } n(\mathbf{r}, \mathbf{B}) \right), \quad (2)$$

де $d\sigma$ — елемент границі зі збідненим шаром колекторного переходу

Як і для всіх біполярних структур, розміри активної області ДМТ має сенс вибирати порядку дифузійної довжини неосновних носіїв — десятки-сотні мікрон. Це є ще однією важливою особливістю БМС у порівнянні з УМС, де принципове обмеження зверху на розміри структури відсутні, що зумовлює вибір технології мікроелектроніки як єдиного можливого засобу виготовлення ДМТ. Виступаючи при цьому як важливий обмежуючий фактор, специфіка технології обумовлює можливість реалізації двох конструкційних різновидів ДМТ — вертикальних (рис. 1, а) і горизонтальних (рис. 1, б, в), які отримали назви в за-

лежності від направлення густини струму J_E відносно технологічної поверхні (I_E — струм емітера).

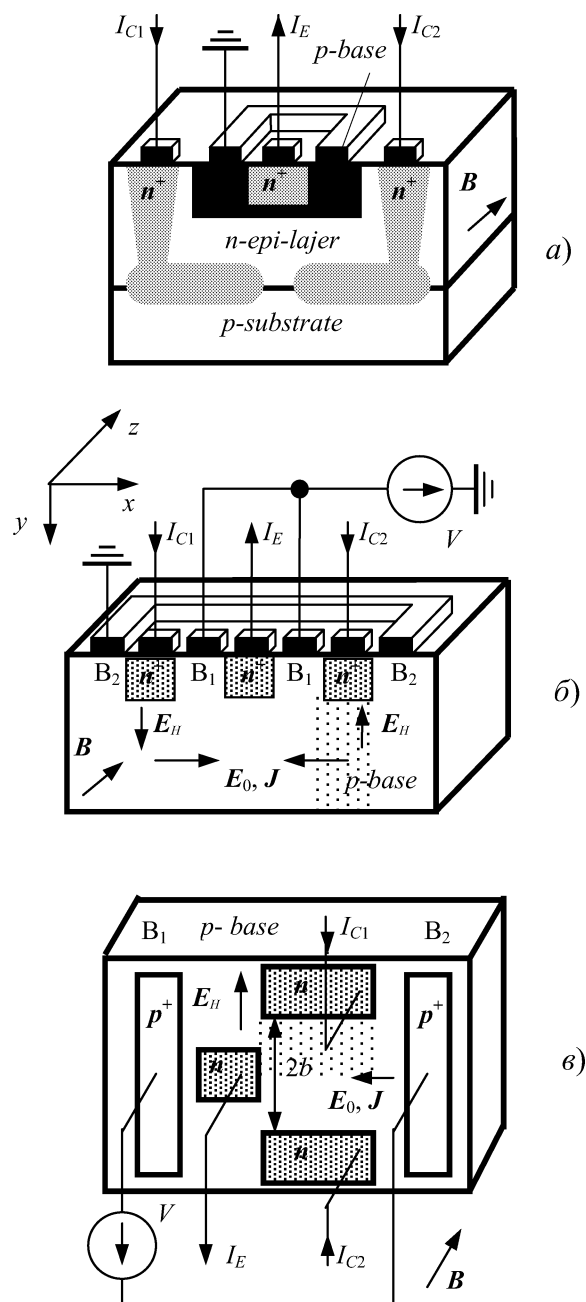


Рис.1. Базові конструкції ДМТ

Дрейф в вертикальній структурі відбувається у полі об'ємного заряду колекторного переходу (рис. 2), в горизонтальних — в прискорюючому полі E_0 , яке створює спеціальне джерело напруги V . Очевидно, що вертикальні ДМТ спроможні регіструвати лише компоненту магнітного поля паралельну технологічній поверхні [12], а горизонтальні, в залежності від конструкції, — як паралельну [13], так і перпендикулярну [14].

В зв'язку з цим горизонтальні ДМТ підрозділяються на структури з повздожною (рис. 1, б) та поперечною (рис. 1, в) магнітною віссю.

Оскільки в області бази вертикальних ДМТ електричні поля практично відсутні (внутрішніми полями, які обумовлені неоднорідністю легування, можна знехтувати зважаючи на їх малість у порівнянні з полем збідненої області), перенос в ній можна вважати дифузійним. При цьому магнітне поле не впливає на розподіл концентрації [11], в зв'язку з чим магнітна індукція підлягає виключенню з функції розподілу концентрації в (1), (2). Тоді вираз (1) потрібно переписати у вигляді

$$I_c = F_2(n(r), B), \quad (3)$$

де магнітна індукція є параметром нового функціонала F_2 , але не функції n .

Той факт, що відхилення потоку носіїв у вертикальних ДМТ суттєво тільки в області об'ємного заряду примушує переглянути фізичну суть механізму їх магніточутливості. Відхилені силою Лоренца F_L носії (рис. 2, штрихові стрілки) в цій області не є неосновними, оскільки були екстраговані при попаданні в неї. Їх відхилення підпорядковано тим же законам, що і відхилення основних носіїв в холівських датчиках з струмовим виходом (наприклад, [15]), а ділянки прихованого шару, традиційно звані колекторами, по суті є лише омичними контактами. Таким чином, вертикальні структури підлягають вилученню з класу ДМТ (та БМС взагалі) як за формально-концептуальними ознаками, так і за фізичною специфікою.

У відношенні горизонтальних структур важливо відзначити, що обидва їх різновиди цілком допускають єдине модельне уявлення. На рис.3 схематично порівнюються особливості переносу інжектованих носіїв в активній області бази (затінена на рис.1, б, в) для ДМТ з поперечною (а) та поздовжною (б) магнітною віссю. Лінії зі стрілками показують потоки носіїв. Очевидно, що для концентрації цих носіїв $n(x, y)$ при $x > 0$ в обох випадках мають місце межеві умови

$$n(x, b) = 0; \quad (4, a)$$

$$\left. \frac{\partial n}{\partial y} \right|_{y=0} = 0. \quad (4, б)$$

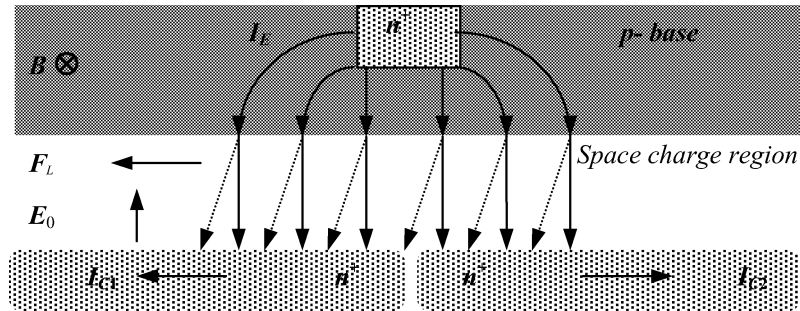


Рис.2. Перенос носіїв в вертикальному ДМТ

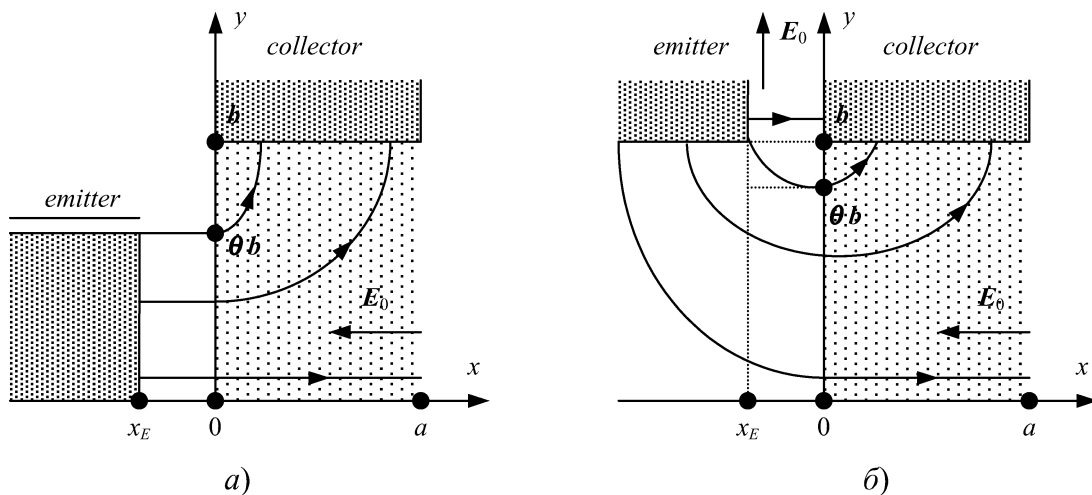


Рис.3. Перенос носіїв в горизонтальних ДМТ з поперечною (а) та поздовжною (б) магнітною віссю

Умови на межі $x = a$, як буде показано нижче, на магніточутливості не позначаються. Таким чином, питання про модельну еквівалентність структур зводиться до аналізу умов на межі $x = 0$, які визначаються розташуванням емітеру.

Перш за все відзначимо, що в типічних практичних режимах напруженість прискорюючого поля задається, з метою отримання по можливості високої магніточутливості, настільки великою, що водночас виконується

$$\eta \equiv \frac{E_0 L}{2 \varphi_T} \gg 1 \quad (5, a)$$

$$\chi \equiv \frac{1}{2} \left[\exp \left(\frac{2E_0 r}{\varphi_T} \right) - 1 \right] > 1, \quad (5, b)$$

де $\eta \equiv E_0 L / (2 \varphi_T)$ — коефіцієнт поля; L — дифузійна довжина; φ_T — температурний потенціал; r — глибина легування емітерної області.

Перша з цих умов означає можливість знехтування дифузійною складовою потоку носіїв

у порівнянні з дрейфовою в силу її незначності. Друга ж, згідно з [16], дозволяє вважати такою що інжектує лише область емітеру протяжністю порядку r , яка прилягає до участку бази з найбільшим потенціалом прискорюючого поля.

В ДМТ з поперечною віссю (рис. 3, а, також рис. 1, в) прискорююче поле практично однорідно, потік носіїв, в силу (5, б), інжектується лише ділянкою $x \approx x_E$ і розповсюджується, в силу (5, а), майже виключно уздовж OX (оскільки в напрямку OY йде лише дифузія). В результаті профіль концентрації у площині $x = 0$ повторює профіль її на емітері, тобто інжекцію можна вважати локалізованою на ділянці $0 \leq y \leq \theta b$ цієї площини, де θ — відношення протяжності емітера до міжколекторної відстані $2b$.

В ДМТ з поздовжною віссю (рис. 3, б; 1, б) поле неоднорідно: в областях $x < 0$ і $x > 0$ домінують складові напруженості E_0 і густини струму J , які спрямовані відповідно уздовж OY і OX . В силу (5, б) суттєво інжектує лише ділянка емітеру $y > b$, де ці складові вертикальні. Але, як буде показано нижче, моделі переносу

в областях $x_E < x < 0, y > b$ і $x \geq 0, y < b$ ідентичні. В площині $x = 0$ розподіл концентрації явно делокалізований. Однак і тут можна розглядати цю площину як ефективний емітер, припускаючи $\theta \approx 1$ і задаючи закон розподілу $n(0, y)$, що дозволяє говорити про якісну ідентичність моделей на рис.3.

Додатково відзначимо, що у випадку вкрай широкого емітера, $\theta \rightarrow 1$, і однорідності розподілу $n(0, y)$, вплив відхилення потоку носіїв силою Лоренца на колекторні струми структур з поперечною віссю суттєво послаблюється і зростає по мірі зменшення θ [17]. З іншого боку, в роботі [18] показано, що подавлення бокової інжекції в ДМТ з поздовжньою віссю

шляхом p^+ -легування області $x_E < x < 0, y > b$, внаслідок чого потік носіїв інjektується тільки вниз, веде до різкого посилення цього впливу. В наших уявленнях це як раз відповідає зменшенню θ й узгоджується, таким чином, з ідеєю модельного ототожнювання ДМТ типу б і в (рис.1).

3. Рівняння безперервності і механізми чутливості горизонтальних дмт

В декартових координатах $OXYZ$, при напрямленості E_0 уздовж OX , а магнітної індукції B — уздовж OZ , двовимірне рівняння безперервності можна записати у вигляді

$$L^2 \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) - 2 \eta L \frac{\partial N}{\partial x} - 2 \eta L \mu_{eff}^* B \frac{\partial N}{\partial y} - N = - \tau G(x, y), \quad (6)$$

де N, τ, μ_{eff}^* — відповідно двовимірна концентрація, час життя та ефективна (див. нижче) холівська рухомість інжектіваних носіїв; G — двовимірна густина потужності джерел інжекції.

Правомірність двовимірного (а не трьохвимірного) підходу для структур з поздовжньою віссю, рис.1, б, очевидна (по крайній мірі, при достатній протяжності електродів уздовж OZ , що виконується в реальних конструкціях з метою збільшення колекторних струмів для підвищення чутливості), а для структур з поздовжньою віссю вона обґрунтована в [16]. Там же показано, що у випадку (5, б) справедливо $G=0$.

Відомо рішення еліптичного рівняння (6) для обмеженої з усіх боків бази у вигляді подвійного ряду [19] и необмеженої бази з використанням функцій Беселя [14], а також його параболічного варіанту при виконанні (5, а), так що $\eta \gg 1 \Rightarrow \partial^2/\partial x^2 = 0$; $G=0$, у вигляді простого ряду [17]. Всі рішення отримані при нульових умовах Діріхле, та із усіх них впливає однаковий вираз для ефективності перетворення ДМТ:

$$S_R \equiv \alpha^{-1} \frac{\partial \alpha}{\partial B} \Big|_{B=0} = \frac{\mu_{eff}^* E_0 b}{2 \varphi_T}, \quad (7)$$

де $\alpha \equiv I_C/I_E$ — коефіцієнт передачі струму.

Винятково важливо відзначити, що резуль-

тат (7) отримується при завданні будь яких межових умов, що відповідають випадкам необмеженої [14], напівобмеженої [17] та обмеженої [19] бази, а також те, що в даному виразі міститься лише один геометричний параметр b . Перша обставина виділяє величину S_R як найбільш універсальний параметр для оцінки перетворювальних властивостей ДМТ. Друга ж означає, що для дослідження властивостей тільки цієї величини цілком достатньо розглядати одновимірне рівняння безперервності при виборі координатної віссі у напрямку визначення b .

В той же час для α всі вказані рішення дають занадто громіздкі вирази, які практично непридатні для аналізу. Тому широке розповсюдження отримав альтернативний метод побудови моделі ДМТ на базі теорії одновимірних транзисторів (наприклад, [20]), котрий тут ми будемо називати методом лінійного транзистора. При цьому для врахування впливу магнітного поля на модельні параметри запроваджується уявлення про сукупність окремих фізичних ефектів (механізмів чутливості), з якими пов'язується чутливість ДМТ [1]. За винятком специфічного магнітоконцентраційного ефекту [6], якій проявляється винятково при високих рівнях інжекції та не піддається аналітичному опису в силу неоднорідності E_0 (тим більш що такий режим не є типічним при

практичному застосуванні ДМТ), ці механізми такі:

1. Ефект (прямого) відхилення носіїв силою Лоренца
2. Ефект (непрямого) відхилення носіїв холівським полем
3. Ефект модуляції інжекції холівським полем
4. Ефект модуляції коефіцієнту передачі α холівським полем (МКП).

На підставі даного уявлення отримано багато цінних результатів, однак в методичному відношенні такий підхід виявляється не досить досконалим. Так, наприклад, існує невизначеність в питанні про домінуючий ефект в структурах з поперечною віссю: маються вагомні доводи на користь як ефекту відхилення [21], так і модуляції інжекції [22]. Чутливість однієї й тієї ж структури з поздовжньою віссю [23] пов'язується в [1] з модуляцією коефіцієнту передачі, в [2] — з ефектом відхилення, тоді як самі автори [23] розглядають її як проявлення магнітоконцентраційного ефекту.

Той факт, що в основі всіх механізмів лежить єдиний фундаментальний ефект — дія сили Лоренца на носії які рухаються, — дає підстави для спроби узагальнення модельних уявлень та розв'язати тим самим відзначені невизначеності. На таку можливість вказує й вид рівняння (6), де лише один доданок містить величину магнітної індукції, причому в добутку з розмірним параметром μ_{eff}^* . Очевидно, що тільки цей параметр може нести інформацію про особливості гальваномагнітних явищ в структурі, так що специфіка механізму не впливає на вигляд рішення рівняння (6) та враховується лише вибором значення цього параметра.

Крок до такого узагальнення міститься вже в першій теоретичній роботі [14], де механізми прямого і непрямого відхилення описуються одночасно у припущенні $\mu_{eff}^* = \mu_n^* + \mu_p^*$. Далі, із встановленого в [17] кількісного співвідношення вкладів ефектів відхилення та модуляції інжекції для структур з поперечною віссю витікає, що вплив останнього механізму також може бути врахований відповідним визначенням μ_{eff}^* : при зміні протяжності емітера вздовж OY від нуля до граничного значення ве-

личина цього параметра монотонно змінюється в межах від $\mu_n^* + \mu_p^*$ до $2\mu_n^*$ [24]. Покажемо, що таким же чином, тобто за рахунок вибору значення μ_{eff}^* , можна описати й ефект МКП.

За визначенням [1], цей ефект проявляється в структурах, що показані на рис. 1, б, як вплив холівського поля E_H на дифузію носіїв від емітера до колектора. На рис. 4, де показаний фрагмент такої структури, затінено умовно відокремлені області бази, в яких прийнято розглядати ефекти МКП (I) та відхилення носіїв (II). Ставлячи задачу визначення лише величини S_R , достатньо, як вже відзначалося, розглянути одновимірне рівняння безперервності. Тоді, використовувачи для області I рівняння (6), де приймемо $\partial/\partial y = 0$ і $\eta = \mu_p^* E_0 L / (2 \Phi_T)$, на підставі його рішення $N(x)$ при умовах $N(0) = \text{const}$; $N(b) = 0$, отримуємо вигляд (7) зі значенням $\mu_{eff}^* = \mu_p^*$. Таким чином показано, що всі перелічені вище ефекти якісно тотожні та можуть розглядатися як єдиний ефект, що описується рівнянням (6) при належному визначенні величини μ_{eff}^* .

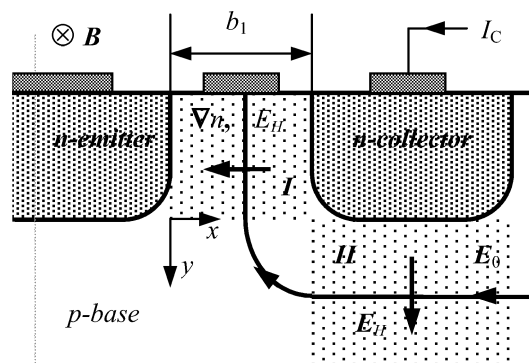


Рис.4. Ефект модуляції коефіцієнту передачі

4. Методика одновимірного моделювання ДМТ

Даючи зручні для аналізу та ясні для розуміння результати у вигляді елементарних функцій, одновимірні моделі ДМТ, як вже відзначалось, досить широко й ефективно використовуються на практиці. Однак відзначена вище принципова некоректність одновимір-

ного моделювання БМС примушують передивитись його методичну суть. В силу відзначеної вище універсальності виразу (7) вплив магнітного поля на колекторний струм ДМТ легко визначається (по крайній мірі, в практично важливому випадку його лінійної залежності від B) як $\alpha(B) = \alpha(0) * S_R$, так що інтерес представляє лише розрахунок $\alpha(0)$.

Насамперед треба відмітити, що в усіх відомих двовимірних моделях [14, 17, 19] традиційно використовується прямолінійна (декартова) система координат. При цьому потік носіїв неминуче перетинає всі координатні поверхні, саме у зв'язку з чим запис оператора дивергенції густини струму в одновимірній формі виявляється неможливим. Тоді очевидно, що достатньою умовою для такого запису є паралельність лініям струму всіх координатних поверхонь, крім однієї.

Таким чином, побудова одновимірної моделі ДМТ виявляється можливою в криволінійній системі координат при виборі границь трубок струму як координатних поверхонь.

На рис. 5, а зображено фрагмент структури згідно рис. 1, в у вихідній декартовій XOY (вісь OX лежить в площі симетрії) та ортогональній криволінійній lOn системах координат. Координатні лінії l збігаються з лініями струму, а площина $l=0$ — з площиною $x=0$. Кожну елементарну трубку струму (на рис.5 одна з них затінена) можна розглядати як криволінійний транзистор з довжиною бази W та залежною від координати l лінійною концентрацією носіїв $v(l)$ і поздовжньою компонентою електричного поля E_l . При цьому обумовлений поперечною компонентою поля E_n дрейф в точності компенсується зустрічною дифузією. Тоді, замість рівняння в частинних похідних (6) с постійними коефіцієнтами, у відсутності магнітного поля отримуємо

$$\frac{\partial^2 v}{\partial l^2} - \frac{1}{\varphi_T} E_l(l) \frac{\partial v}{\partial l} - \frac{v}{L^2} = 0 \quad (8)$$

при звичайних для одновимірного транзистора межевих умовах $v(0) = v_0$; $v(W) = 0$.

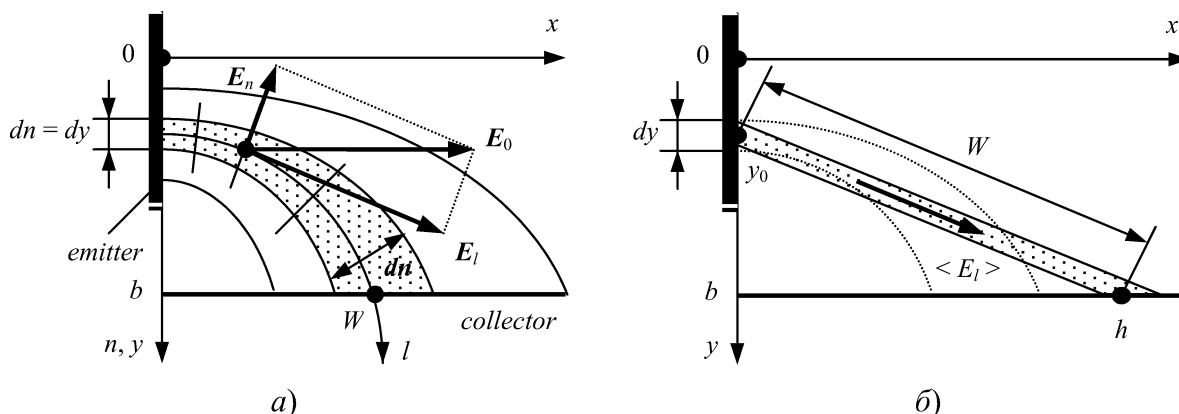


Рис.5. Модель одновимірного транзистора в криволінійній (а) та його еквівалент в прямолінійній (б) ортогональних системах координат

Рівняння (8) не може бути безпосередньо використано на практиці зважаючи на труднощі, які пов'язані з визначенням криволінійних координат. Однак через те, що сусідні області бази не впливають на процеси у виділеному криволінійному транзисторі, вся ця область може бути замінена сукупністю таких незалежних транзисторів, кожен з котрих має в якості емітера визначену ділянку емітера ДМТ та характеризується двома величинами W і E_l . При цьому важливо, що, в силу відзначеної незалежності криволінійних транзисторів, кожен з них може бути замінений більш

зручним для розглядання лінійним транзистором з використанням декартових координат (рис. 5, б) з тими ж значеннями величин W і E_l , які залежать від координати емітера y .

Вказана заміна не знімає проблеми невизначеності координатної системи, але сам факт існування еквівалентного лінійного транзистора дозволяє змінити постановку задачі, зводячи її до вибору модельних значень W і E_l з інших міркувань. Такий підхід неявно використаний в моделі [20] та її розвитку в ряді інших робіт (наприклад, [25]), де ефективна довжина бази W визначається з умови рівності між ча-

сом дрейфу носія через базу уздовж OX та часом дифузії уздовж OY на відстань до колектору $b - y_0$. При цьому за величину E_i вибиралось її середнє значення, визначене геометрично як $\langle E_i \rangle = E_0 h/W$.

Очевидно, що, в силу невизначеності конфігурації трубок струму, дана модель достатньо адекватна для “довгих” структур, в яких ці трубки напевно замикаються на колектори, але не на електрод B_2 (рис. 1., в). В той же час саме перерозподіл потоку між цим електродом і колектором складає фізичну суть розглянутих в п. 2 механізмів, визначаючи згідно з (7) залежність S_R від холівської рухливості. Однак в “довгих” ДМТ, як відзначалось в [26], такого перерозподілу не відбувається, і магніточутливість таких структур обумовлена зміною ефективної довжини бази внаслідок повороту трубок струму в магнітному полі. При цьому, як походить з [20], S_R визначається часом життя неосновних носіїв, а не їх рухливістю.

Висновки

1. Вертикальні магніточутливі транзистори підлягають вилученню з класу ДМТ і БМС взагалі.

2. Всі механізми чутливості ДМТ [1] допускають єдине за формою модельне представлення та можуть розглядатися як єдиний механізм перерозподілу, якому за фізичною суттю протистойть механізм модуляції ефективної довжини бази [20].

3. Магніточутливість ДМТ при визначенні її ефективністю перетворення досить коректно описується одновимірним рівнянням безперервності, причому практично без залежності від межових умов.

4. Модель одновимірного лінійного транзистора не складає альтернативи моделям, які будуються на рішенні двовимірного рівняння безперервності, але є методично обґрунтованим наближенням до останніх при зображенні цього рівняння в криволінійних координатах.

Література

- Балтес Г.П., Попович Р.С. Интегральные полупроводниковые датчики магнитного поля // ТИИЭР. — 1986. — Т.74, No.8. — С. 60-90
- Kordic S. Integrated silicon magnetic-field sensors // Sensors and Actuators. — 1986. — Vol.10, Nos 3&4. — P. 347-378.
- Roumenin Ch.S. Bipolar magnetotransistor sensors // Sensors and Actuators. — 1990. — Vol.A24, No.2. — P. 83-105.
- Механизмы чувствительности и методика моделирования физических процессов в магнотранзисторных структурах / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел // 1-а Українська наукова конференція з фізики напівпровідників УНКФН-1 (з міжнародною участю). Одеса, 10-14 вересня 2002 р. Том 2. Стендові доповіді. — Тези доповідей: У 2 т. — Одеса, 2002. — С. 97-98.
- Trujillo H., Nagy A. Lateral bipolar magnetotransistor's offset compensation through their common mode response // Sensors and Actuators A. — 2002. — Vol.100, No.1. — P. 32-36.
- Пожела Ю.К., Сашук А.П. Магнитоконцентрационные эффекты. — Вильнюс: Институт физики полупроводников АН Лит. ССР, 1983. — 44 с.
- Стафеев В.И., Каракушан Э.И. Магнитодиоды. — М.: Наука, 1975. — 216 с.
- Pat. 2.862.184 США. Semiconductor translating device / R.L.Longini (США); Westinghouse Electric Corporation (США). — No.458.899; Заявлено 28.09.54; Опубликовано 25.11.58; НКИ 324-142. — 5 с., 1 л. ил.
- А.с. 1124710 СССР, МКИ G01P 33/022, H01L 29/82. Датчик градиента магнитного поля / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, Н.А.Канищева, В.В.Козел. — No.3573788; Заявлено 07.04.83; Опубликовано 15.07.84. — 5 с., 1 л. ил.
- Huijsing J.H. Signal conditioning on the sensor chip. // Sensors and Actuators. — 1986. — Vol.10, Nos 3&4. — P. 219-237.
- Исследование магниточувствительности транзисторных структур с диффузионным переносом инжектированных носителей / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, В.В.Козел, Н.А.Канищева // Физика и техника полупроводников. — 2003. — Т.37, No.1. — С. 32-37.
- Zieren V., Duynndam B.P.M. Magnetic-field-sensitive multicollector n-p-n transistors // IEEE Transactions on Electron Devices. — 1982. — Vol.ED-29, No.1. — P. 83-90.
- Popovic R.S., Baltes H.P. An investigation of the sensitivity of lateral magnetotransistors // IEEE Electron Device Letters. — 1983. — Vol.EDL-4, No.3. — P. 51-53.
- Davies L.W., Wells M.S. Magneto-transistor incorporated in an integrated circuit. // Proceedings I.R.E.E. Australia. — 1971. — June. — P. 235-238.
- Roumenin Ch.S., Kostov P.T. Tripole Hall sensor // Доклады Болгарской академии наук. — 1985. — Vol.38, No.9. — P. 1145- 1148.

16. Особенности двумерного моделирования дрейфовых инжекционных магниточувствительных структур / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.-Канищева, В.В.Козел // Журнал технической физики. — 1997. — Т.67, No.7. — С. 39-41.
17. Викулин И.М., Глауберман М.А., Егоров В.В. Расчет чувствительности двухколлекторных магнитотранзисторов // Электронная техника. Сер.2, Полупроводниковые приборы. — 1990. — Вып.1 (204). — С. 9-14.
18. Suppressed sidewall injection magnetotransistor in CMOS technology / Lj.Ristic, T.Smy, H.P.Baltes, I.Filanovsky // Transducers'87, 4th Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators, Tokyo, June 2-5, 1987, Techn. Dig. — P. 543- .
19. Викулин И.М., Глауберман М.А., Канищева Н.А. К вопросу о распределении потока неосновных носителей заряда в базе двухколлекторного магнитотранзистора // Физика и техника полупроводников. — 1977. — Т.11, No.4. — С. 645-650.
20. Викулина Л.Ф., Козел В.В. Чувствительность двухколлекторных магнитотранзисторов // Радиотехника и электроника. — 1985. — Т. 30, No.4. — С. 824-826.
21. Zieren V., Kordic S., Middelhoek S. Comment on "Magnetic transistor behaviour explained by modulation of emitter injection, not carrier deflection" // IEEE Electron Device Letters. — 1982. — Vol.EDL-3, No.12. — P. 394-395.
22. Vinal A.W., Masnary N.A. Responce to "Comment on "Magnetic transistor behaviour explained by modulation of emitter injection, not carrier deflection"" // IEEE Electron Device Letters. — 1982. — Vol.EDL-3, No.12. — P. 396-397.
23. Исследование характеристик кремниевых боковых магнитотранзисторов с двумя измерительными электродами / И.М.Митникова, Т.В.Персиянов, Г.И.Рекалова, Г.Штюбнер // Физика и техника полупроводников. — 1978. — Т.12, No.1. — С. 48-51.
24. Альтернативы конструктивно-технологической оптимизации дрейфовых магнитотранзисторов/ М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел // Міжнародна науково-технічна конференція "Сенсорна електроніка і мікросистемні технології" СЕМСТ-1. Одеса, 1-5 червня 2004 р. Тези доповідей. — Одеса, 2004. — С. 94.
25. Метод расчета выходных характеристик двухколлекторного магнитотранзистора / И.М.Викулин, М.А.Глауберман, В.В.Егоров, В.В.Козел // Электронная техника. Сер.2, Полупроводниковые приборы. — 1989. — Вып.6(203). — С. 63-65.
26. Влияние внешних факторов на параметры магнитотранзисторных структур / М.А.Глауберман, В.В.Егоров, Н.А.Канищева, В.В.Козел, Л.Ю.Станкова // Фотоэлектроника (Одесса). — 2000. — No.9. — С. 79-85.