

Спин-орбитальное взаимодействие и подвижность носителей заряда в продольном автосолидоне в антимониде индия в магнитном поле

© И.К. Камиллов, А.А. Степуренко[¶], А.Э. Гумметов

Институт физики Дагестанского научного центра,
367003 Махачкала, Россия

[¶] E-mail: stepurenko-a@yandex.ru

Поступила в Редакцию 30 августа 2018 г.

В окончательной редакции 13 марта 2019 г.

Принята к публикации 27 марта 2019 г.

Предложена и рассмотрена версия о спин-орбитальном взаимодействии орбитально движущихся и спин-ориентированных электронов в продольном автосолидоне в антимониде индия в продольном магнитном поле. Определена дополнительная энергия, приобретаемая спин-орбитальными электронами вследствие этого взаимодействия. Получены и вычислены выражения отдельно для изменения подвижности при орбитальном движении электронов в магнитном поле и аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов. Рассчитаны коэффициенты взаимного влияния изменяющейся подвижности электронов при орбитальном движении и аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов.

Ключевые слова: автосолидон, электрон, спин, диамагнетизм, магнетон.

DOI: 10.21883/FTP.2019.08.47991.8978

1. Введение

Одним из примечательных явлений нелинейной физики является спонтанное или вынужденное образование пространственно неоднородных состояний — автосолитонов (АС) в неравновесной системе. В частности, такой системой может быть неравновесная и возбужденная электронно-дырочная плазма (ЭДП) в полупроводниках и полупроводниковых структурах. Создается она разными способами: фотогенерацией, ударной ионизацией, бегущими доменами Ганна, инжекцией, джоулевым разогревом и т.д. [1–9]. В зависимости от плотности плазмы в ней реализуются АС, представляющие собой микролокализованную область пониженной или повышенной концентрации носителей заряда. В электрическом поле область пониженной концентрации носителей проявляется доменом электрического поля, движущегося вдоль образца, — поперечный АС, обуславливая осцилляции тока в цепи образца. Область повышенной концентрации носителей проявляется микролокализованным шнуром тока — продольный АС. В электрическом поле в образцах p -InSb с концентрацией носителей $\approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ джоулевым разогревом генерируется ЭДП, где формируются как поперечные, так и продольные АС [7,8].

Единственные исследования воздействия магнитного поля на процесс формирования и эволюцию АС отражены в работах [10–17]. Поведение продольного АС в поперечном магнитном поле существенно отличается от поведения в продольном магнитном поле. В первом случае горячие электроны отклоняются в направлении силы Лоренца, создавая дополнительный поток тепла в этом направлении. Это приводит к раз-

ности потоков на границах шнура тока. На переднем фронте постоянно происходит дополнительное прогревание материала, а на заднем — охлаждение. Таким образом, происходит движение шнура вдоль сечения образца, на краю которого или в холодной области он разрушается, приводя к повтору цикла. Это движение шнура тока представляет собой уединенную волну эффективной температуры, а вместе с ней и плотности тока [18]. Экспериментально наблюдается уменьшение тока или осцилляции тока в цепи образца [11]. Как уже было сказано [8,9], продольный АС представляет собой микролокализованную область повышенной концентрации носителей заряда, то, естественно, будет происходить диффузионный отток этих носителей из центра АС на периферию. Поскольку подвижность электронов значительно превышает подвижность дырок ($\mu_e/\mu_p \approx b = 100$), вокруг малоподвижных дырок появится облако диффундирующих электронов. При включении внешнего продольного магнитного поля электроны под действием силы Лоренца начнут вращаться по орбитам вокруг малоподвижных дырок, участвуя в совместном амбиполярном дрейфе в электрическом поле [12,13]. Если приложить к образцу одновременно поперечное и продольное магнитные поля, то движение шнура тока в образце замедляется и при определенной величине продольного магнитного поля прекратится вовсе. Поведение АС будет уже определяться продольным магнитным полем. Вызвано это тем, что вращающиеся электроны сглаживают разность температур фронтов АС, и волна температуры и плотности тока перестает быть таковой. Появляющийся диамагнетизм продольного АС в продольном магнитном поле [13] скажется на величине подвижности электронов ее уменьшении

ем $(\mu - \Delta\mu_H)$. Наличие продольного магнитного поля одновременно скажется на спиновой ориентации части электронов появлением некоторого количества спин-ориентированных вдоль этого магнитного поля электронов Δn_e с аддитивной подвижностью $\Delta\mu$. Создается ситуация возможного взаимодействия суммарного орбитального магнитного момента вращающегося ансамбля электронов вокруг малоподвижных дырок со спиновым магнитным моментом спин-ориентированных электронов автосолитона, т. е. спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в АС.

Вследствие СОВ исчезает автономность орбитального и спиновых движений и возникает зацепление между ними [19]. Зацепление орбитального и спиновых движений приведет, нужно полагать, к взаимному влиянию изменений параметров подвижности электронов, вызванных их орбитальным движением и спиновой поляризацией. Рассматривая электрический ток продольного АС в продольном магнитном поле противоположных направлений, можно обнаружить уменьшение токов, отличающихся по величине при смене направления магнитного поля на противоположное [15]. Проанализировав и сопоставив эти токи, можно феноменологически определить составляющие изменений подвижностей — $\Delta\mu_H$ и $\Delta\mu$. Обуславливая диамагнетизм и парамагнетизм продольного АС в продольном магнитном поле, электроны черпают при этом энергию внешнего магнитного поля в виде некой добавки $\Delta\epsilon$ через СОВ. Поскольку эта добавка ощутимо сказывается на поведении электронов, она стоит того, чтобы выяснить ее величину.

2. Феноменологическое рассмотрение

Рассмотрим рис. 1, где представлено графическое изображение экспериментальных осциллограмм импульсов тока АС в продольном магнитном поле противо-

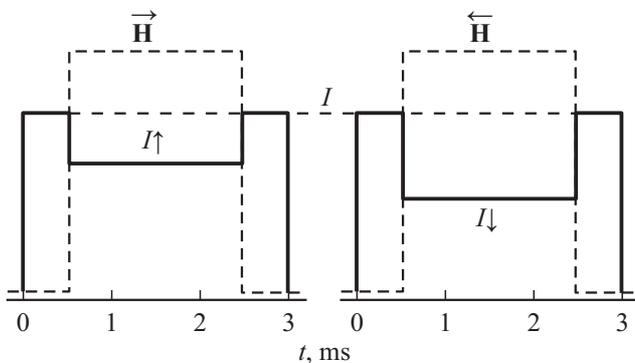


Рис. 1. Графическое изображение экспериментальных осциллограмм импульсов тока автосолитона в продольном магнитном поле противоположных направлений. I — ток автосолитона, I_\uparrow — ток автосолитона в продольном магнитном поле \vec{H} , I_\downarrow — ток автосолитона в продольном магнитном поле \overleftarrow{H} .

положных направлений. Оценим изменение подвижности электронов в продольном АС в продольном магнитном поле, когда электроны вращаются по некоторым орбитам и одновременно часть из них Δn_e спин-ориентируются.

Запишем токи АС I_\uparrow в продольном магнитном поле при \vec{H} и I_\downarrow при \overleftarrow{H} :

$$\begin{aligned} I_\uparrow &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H + C\Delta n_e\Delta\mu/n_e) \\ &\quad + \Delta n_e(\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H/\Delta n_e) + n_p\mu_a] \\ &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H + C\beta\Delta\mu) + n_e\beta\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H + n_p\mu_a] \\ &= (enES/2) [2\mu_a - (1 + P)\Delta\mu_H + (1 + C)\beta\Delta\mu]; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} I_\downarrow &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H - C\Delta n_e\Delta\mu/n_e) \\ &\quad + \Delta n_e(-\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H/\Delta n_e) + n_p\mu_a] \\ &= eES [n_e(\mu_a - \Delta\mu_H - C\beta\Delta\mu) - n_e\beta\Delta\mu - Pn_e\Delta\mu_H + n_p\mu_a] \\ &= (enES/2) [2\mu_a - (1 + P)\Delta\mu_H - (1 + C)\beta\Delta\mu], \end{aligned} \quad (2)$$

где E — напряженность электрического поля, приложенного к образцу; n_e , n_p — концентрации электронов и дырок в АС, $n_e = n_p = n_{AC}/2$; S — площадь поперечного сечения АС, μ_a — амбиполярная подвижность электронов и дырок, $\mu_a = 2\mu_p$; $\Delta n_e = (\mu_0\mu_B g^2/4\epsilon_F)Hn_e = \beta n_e$ — число спин-ориентированных электронов в магнитном поле; C — коэффициент, учитывающий влияние $\Delta\mu_H$ на $\Delta\mu$ при СОВ; P — коэффициент, учитывающий влияние $\Delta\mu$ на $\Delta\mu_H$ при СОВ; μ_0 — магнитная постоянная, μ_B — магнетон Бора, $g = -56$ — g -фактор электрона в p -InSb [20], ϵ_F — энергия Ферми.

Рассмотрим сумму этих токов и их разность.

$$\begin{aligned} I_\uparrow + I_\downarrow &= (enES/2) [4\mu_a - 2(1 + P)\Delta\mu_H], \\ (1 + P)\Delta\mu_H &= 2\mu_a - (I_\uparrow + I_\downarrow)/enES, \\ \Delta\mu_H &= \{[2I - (I_\uparrow + I_\downarrow)]/I(1 + P)\}\mu_a, \quad (3) \\ I_\uparrow - I_\downarrow &= (enES/2) [2(1 + C)\beta\Delta\mu], \\ (1 + C)\beta\Delta\mu &= (I_\uparrow - I_\downarrow)/enES, \\ \Delta\mu &= [(I_\uparrow - I_\downarrow)/I(1 + C)\beta]\mu_a. \quad (4) \end{aligned}$$

Поскольку СОВ происходит из-за взаимодействия орбитального магнитного момента электронов M_0 и магнитного момента спин-ориентированных электронов M_p , естественно предположить: $C \sim M_0$, $P \sim M_p$, $C/P = M_0/M_p$. Если считать совместный вклад $\Delta\mu_H$ и $\Delta\mu$ при СОВ за единицу, можно принять $C + P = 1$. Получается: $C = M_0/(M_0 + M_p)$, $P = M_p/(M_0 + M_p)$. Известно [17]: $M_0 = (-0.2\pi\mu_0 e^2 L^4 \ln_e/m_e) H_0^2/H_n$ = $-AH_0^2/H_n$, $M_p = \chi H_n = BH$, $\chi = n_e\mu_0\mu_B^2 g^2/4\epsilon_F$ — парамагнитная восприимчивость АС [14], $L = 10^{-5}$ м — поперечный размер АС, l — длина АС (образца),

$\nu = l \cdot S = \pi L^2 l / 4$ — объем АС. Принимая все это во внимание, получаем

$$C = (-AH_0^2/H_n)/(-AH_0^2/H_n + BH) = A/(A - BH_n^2/H_0^2) = A/(A - Bn^2), \quad (5)$$

$$P = BH/(-AH_0^2/H_n + BH) = (-BH_n^2/H_0^2)/(A - BH_n^2/H_0^2) = -Bn^2/(A - Bn^2), \quad (6)$$

где $n = H_n/H_0$ или $H_n = nH_0$, $n = 1, 2, 3, \dots, n$, $H_0 = 2 \cdot 10^3$ А/м — минимальное магнитное поле, при котором совершается один цикл вращения электрона за время диффузионного смещения; H_n — магнитное поле, при котором совершается n циклов вращения электрона за время диффузионного смещения, n — число циклов вращения.

3. Эксперимент

Необходимые экспериментальные исследования проводились на образцах p -InSb с концентрацией носителей заряда $p = 1.9 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ с подвижностью $\mu_p = 6870$ см 2 /В·с при температуре жидкого азота $T = 77$ К. За температуру АС T_{AC} можно принять температуру, при которой появляется собственная проводимость в p -InSb. Экспериментально полученная температурная зависимость электропроводности образца $\sigma(T)$ дает $T_{AC} \approx 150$ К. Отсюда подвижность носителей заряда в АС будет составлять $\mu_p(150 \text{ К}) = \mu_p(77 \text{ К}) \cdot (150/77)^{-2.1} = 1697$ см 2 /В·с [20]. Измерению подвергались несколько образцов, отличающихся линейными размерами. Длина образца, вдоль которого прикладывалось электрическое поле $E = V/l$, варьировалась в пределах 0.1–0.02 см, поперечные размеры $a \times b = 0.04$ см 2 . Выбор таких размеров позволял избегать появления поперечных АС, проявляющимися осцилляциями тока в цепи образца, что давало возможность иметь дело только с продольными АС. Исследования заключались в реализации вольт-амперных характеристик (ВАХ) и гаусс-амперных характеристик тока АС (ГАХ) как в импульсном, так и динамическом режимах прикладываемых электрического и магнитного полей. А именно приложением импульса электрического поля длительностью τ_E к образцу, помещенного в соленоид, возбуждали АС с заданным значением тока I_{AC} . Синхронно создавалось в соленоиде магнитное поле длительностью $\tau_H < \tau_E$. Фиксировалась точка $I(H)$. С помощью таких точек, полученных при нарастании магнитного поля, строилась ГАХ. В случае динамического режима во время приложенного импульса электрического поля τ_E в соленоиде формировался импульс магнитного поля треугольной формы длительностью $\tau_H < \tau_E$. Длительность импульса электрического поля составляла $\tau_E = 3$ мс, а длительность импульса магнитного поля $\tau_H = 2$ мс. Величина магнитного поля не превышала

$8 \cdot 10^4$ А/м. Величина напряжения электрического поля не превышала десятка вольт.

4. Результаты и обсуждение

Предлагаются вниманию типичные результаты экспериментальных исследований одного из нескольких образцов. На рис. 2, *a* представлены ВАХ образца ($l = 0.05$ см) в отсутствие ($H = 0$) и в присутствии внешнего продольного магнитного поля противоположных направлений ($|\vec{H}| = |\vec{H}|$). Токи на нелинейном участке ВАХ АС при воздействии магнитного поля всегда оказывались меньше. Отличались токи по величине и при переключении направления продольного магнитного поля на противоположное. На рис. 2, *b* представлены ГАХ тока продольного АС при противоположных направлениях продольного магнитного поля. Уменьшение токов с ростом продольного магнитного поля обусловлено не иначе, как изменением подвижности носителей заряда на величину — $\Delta\mu_H$ по причине искривления траекторий радиально движущихся электронов. Явное различие линий то-

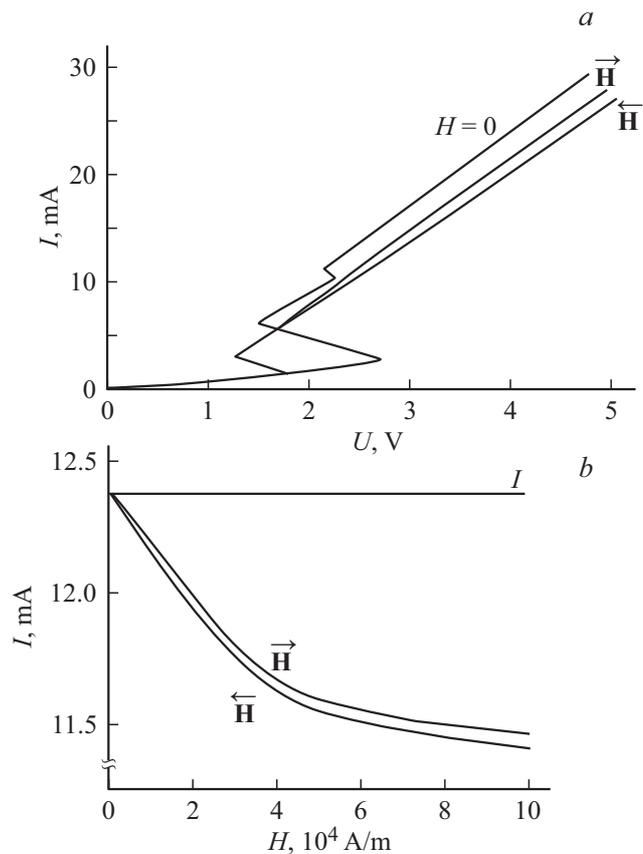


Рис. 2. *a* — вольт-амперные характеристики продольного автосолитона в продольном магнитном поле противоположных направлений ($H = 8 \cdot 10^4$ А/м), *b* — гаусс-амперные характеристики тока продольного автосолитона в продольном магнитном поле противоположных направлений.

ка на ГАХ при $|\vec{H}| = |\vec{H}|$ вызвано неким параметром ЭДП, конкретнее электронов, реагирующих именно на направление магнитного поля. Таким параметром является спин электрона $s_{\uparrow\downarrow}$, ориентирующийся вдоль приложенного магнитного поля. В магнитном поле, согласно предложенному Паули механизму парамагнетизма в АС, являющемся вырожденной ЭДП ($n = 0.31 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), появится некоторый избыток электронов $\Delta n_{e\uparrow} = \Delta n_{e\downarrow} = \Delta n_e = n_e \beta$, спин которых направлен вдоль приложенного магнитного поля. Магнитный момент этих поляризованных по спину электронов, как показано [15], будет $M_p = \Delta n_e \mu_B \nu = n_e \mu_B \beta \nu$. Вращающиеся вокруг дырок электроны создают магнитное поле $H^0 = -M_0/\nu$, которое будет воздействовать на спиновый магнитный момент поляризованных электронов M_p . Электроны получают дополнительную энергию $\Delta \epsilon$, обусловленную этим взаимодействием и зависящую от ориентации их спинов: $\Delta \epsilon = -H^0(\pm M_p) = \mp(M_0/\nu) \cdot n_e \mu_B \beta \nu = \mp M_0 n_e \mu_B \beta$. Рассматривая выражение

$$\Delta \epsilon = (\mp 0.2 \pi e^2 n_e^2 l L^4 \mu_0^2 \mu_B^2 g^2 H_0^2 / 4 m_e \epsilon_F) \cdot H / H_n$$

$$= \mp \Delta \epsilon_0 H / H_n,$$

следует отметить, что при $H = H_n$ отношение $H/H_n = 1$, $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0 \cdot 1$ во всем интервале магнитного поля. Результаты имеют смысл при $H \geq H_1 \geq H_0$. $H_n = n H_0$ — фиксированные значения магнитного поля. При $H < H_2$ $H/H_1 < 2$, при $H < H_3$ $H/H_2 < 3/2$, при $H < H_4$ $H/H_3 < 4/3$ и т.д. $H/H_n < n/(n-1)$. $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0$ при $H = H_n$; $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0 n / (n-1)$ при $H < H_n$. Благодаря тому, что при СОВ у электронов появляется дополнительная энергия $\Delta \epsilon = \mp \Delta \epsilon_0 \cdot n / (n-1)$, электроны со спином „вверх“ и „вниз“ приобретают различный дрейфовый импульс в электрическом поле [21]. Возникает аддитивная подвижность спин-ориентированных электронов $\mu_{e\uparrow} = \mu_e + \Delta \mu$, $\mu_{e\downarrow} = \mu_e - \Delta \mu$. Различие подвижностей спин-ориентированных электронов „вверх“ и электронов „вниз“, скорее всего, определяют отличие линий тока на ГАХ.

Энергия $\Delta \epsilon$ обнаруживает затухающее биение своей величины. При известных параметрах образца, постоянных величин и выражениях для M_0 и M_p получим в окончательном виде: $\Delta \epsilon = \mp 23.75 n / (n-1)$ эВ. График этой зависимости представляет собой циклическое сохранение постоянной величины $\epsilon_0 = \mp 23.75$ эВ (с периодом $n = 1, 2, 3, \dots$) с затухающими выбросами в промежутках ($\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n}{n-1} = 1$) (рис. 3).

Рассматриваемая версия СОВ в АС позволяет оценить изменение подвижности электронов при их вращательном движении в магнитном поле и спин-ориентированных электронов в этом же поле. Общее изменение подвижности получаем из результатов экспериментальных исследований поведения тока АС в продольном магнитном поле. Составляющую изменения подвижности носителей при вращательном движении

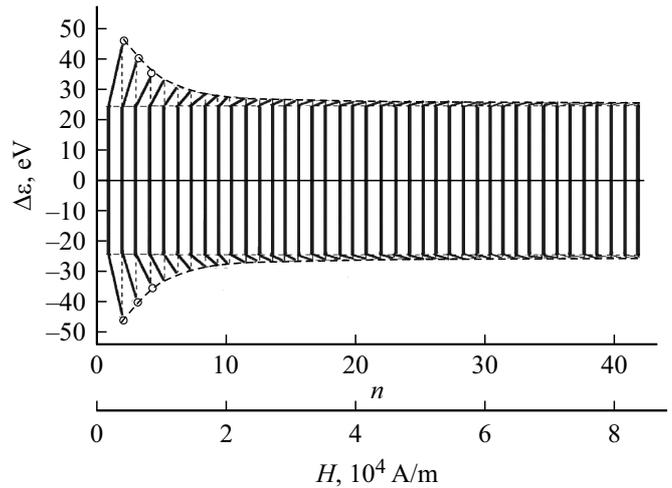


Рис. 3. Дополнительная энергия, приобретаемая спин-ориентированными электронами при СОВ в автосолидоне с ростом продольного магнитного поля ($H_n = n \cdot 2 \cdot 10^3$ А/м).

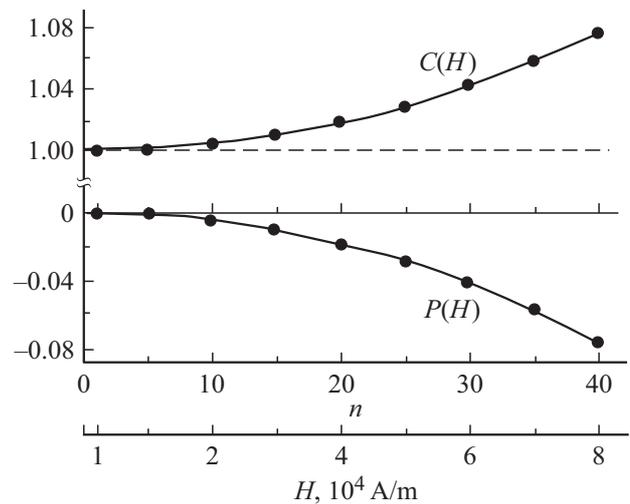


Рис. 4. Коэффициенты C и P взаимовлияния при СОВ изменяющейся подвижности при орбитальном движении электронов и аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов в продольном автосолидоне в продольном магнитном поле.

в магнитном поле $\Delta \mu_H$ позволяет получить выражение (3). Составляющую изменения подвижности за счет спиновой ориентации части электронов $\Delta \mu$ получим из выражения (4).

Для рассматриваемого образца $M_0 = -1.17 \cdot 10^{-12} \cdot H_0^2 / H_n \text{ А/м}^2$, $M_p = 5.11 \cdot 10^{-17} \cdot H \text{ А/м}^2$. Подставляя в выражения (5) и (6), получим: $C = 1 / (1 - 4.37 \cdot 10^{-5} n^2)$, $P = -4.37 \cdot 10^{-5} n^2 / (1 - 4.37 \cdot 10^{-5} n^2)$.

На рис. 4. представлены графики зависимости C и P от магнитного поля. Можно заметить, что в интервале значений магнитного поля, используемого в экспериментах, величина C изменяется незначительно и близка к 1 ($C \approx 1$), а величина P также изменяется незначительно

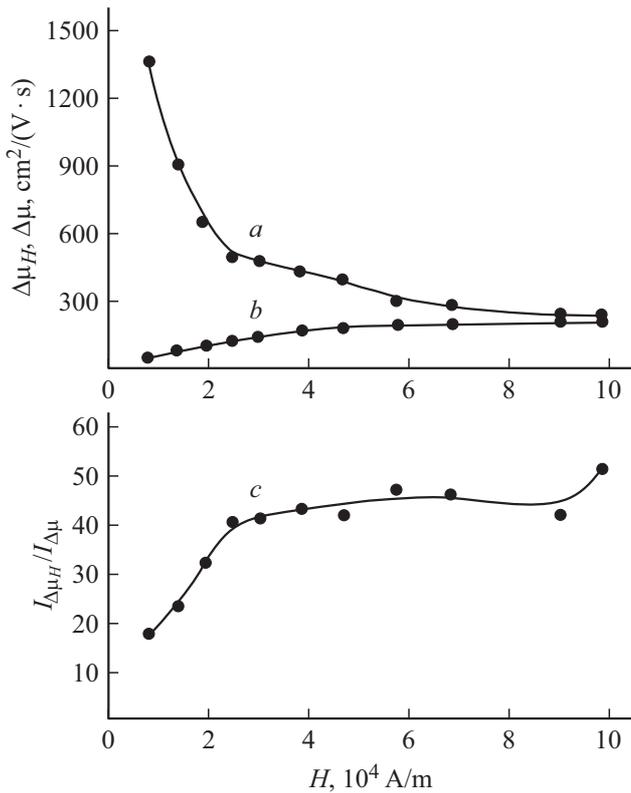


Рис. 5. *a* — $\Delta\mu$ — изменение аддитивной подвижности спин-ориентированных электронов в продольном автосолидоне в продольном магнитном поле, *b* — $\Delta\mu_H$ — изменение подвижности электронов при орбитальном движении в продольном автосолидоне в продольном магнитном поле, *c* — соотношение токов $I_{\Delta\mu_H}/I_{\Delta\mu}$ в автосолидоне, появляющихся в продольном магнитном поле из-за проявления $\Delta\mu$ и $\Delta\mu_H$.

и близка к 0 ($P \approx 0$). Выражения для $\Delta\mu_H$ и $\Delta\mu$ можно записать:

$$\Delta\mu_H = \{[2I - (I_{\uparrow} + I_{\downarrow})]/I\}\mu_a, \quad (7)$$

$$\Delta\mu = [(I_{\uparrow} - I_{\downarrow})/2I\beta]\mu_a. \quad (8)$$

Получается, что $\Delta\mu_H$ не изменяется вследствие СОВ, поскольку спиновый магнитный момент M_p слишком мал и вкладом его в СОВ можно пренебречь в измеряемом интервале магнитного поля. Что касается $\Delta\mu$, то оно, согласно выражению (8), заметно уменьшается из-за того, что орбитальный магнитный момент M_0 максимален при магнитных полях, приходящихся на начало измеряемого интервала, и вклад его в СОВ преимуществен. Графическая реализация аналитических выражений (7) и (8) с учетом экспериментальных результатов (рис. 2, *b*) осуществлена на рис. 5, *a, b*. Видно, что аддитивная подвижность спин-ориентированных электронов $\Delta\mu$ превышает или сравнима с изменением подвижности всех электронов $\Delta\mu_H$ в магнитном поле. Однако, если оценить вклад тока всех носителей с подвижностью $\Delta\mu_H I_{\Delta\mu_H} = eESn_e\Delta\mu_H$ и вклад тока спин-ориентированных электронов с аддитивной подвижностью $\Delta\mu$

$I_{\Delta\mu} = eES\Delta n\Delta\mu = eESn_e\beta\Delta\mu$ в общий ток I , то получим $I_{\Delta\mu_H} > I_{\Delta\mu}$. На рис. 5, *c* показано соотношение этих токов $I_{\Delta\mu_H}/I_{\Delta\mu} = \Delta\mu_H/\Delta\mu\beta = 2[2I - (I_{\uparrow} + I_{\downarrow})]/(I_{\uparrow} - I_{\downarrow})$.

5. Заключение

Феноменологически определены изменения подвижности $\Delta\mu_H(H)$ по причине искривления траектории движения электронов и аддитивная подвижность $\pm\Delta\mu(H)$ спин-ориентированных электронов. Наличие в продольном АС в продольном магнитном поле орбитально движущихся и спин-ориентированных электронов позволило воспользоваться версией о СОВ для феноменологического рассмотрения взаимовлияния возникших изменений подвижностей $\Delta\mu_H$ и $\Delta\mu$. Получены выражения введенных коэффициентов C и P , учитывающих взаимовлияние подвижностей $\Delta\mu_H$ и $\Delta\mu$ при СОВ и их графические изображения для конкретных образцов, откуда следует, что $C \approx 1$, $P \approx 0$ в используемом интервале магнитного поля.

Вычислены с учетом параметров конкретных образцов известные выражения для орбитального и спинового магнитных моментов:

$$M_0 = (-0.2\pi\mu_0e^2L^4ln_e/m_e) \cdot H_0^2/H_n$$

$$= -1.17 \cdot 10^{-12} \cdot H_0^2/H_n \text{ А/м}^2,$$

$M_p = (n_e\mu_0\mu_B^2g^2v/4\varepsilon_F) \cdot H = 5.11 \cdot 10^{-17} \cdot H \text{ А/м}^2$ соответственно.

Произведена оценка дополнительной энергии, которую получают спин-ориентированные электроны при СОВ

$$\Delta\varepsilon = (\mp 0.2\pi e^2n_e^2L^4\mu_0\mu_B^2g^2H_0/4m_e\varepsilon_F)H/H_n$$

$$= \mp 23.75(H/H_n) \text{ эВ} = \mp 23.75 \text{ эВ}$$

при $H = H_n$ во всем интервале магнитного поля.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках выполнения государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема: АААА-А17-1170213 10366-5).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Hayashi, T. Morita, M. Fukaya, E. Hasegawa. Japan J. Appl. Phys., **13** (10), 1667 (1974).
- [2] Б.С. Кернер, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **36**, 359 (1982).
- [3] Б.С. Кернер, В.В. Осипов, М.Т. Романко, В.Ф. Синкевич. Письма ЖЭТФ, **44** (2), 77 (1986).

- [4] В.А. Ващенко, Б.С. Кернер, В.В. Осипов, В.Ф. Синкевич. ФТП, **23**, 1378 (1989).
- [5] М.Н. Винославский. ФТТ, **31**, 315 (1989).
- [6] R. Szymanczyk, S. Gaelings, D. Jäger. Phys. Lett. A, **160**. 397 (1991).
- [7] А.А. Степуренко. ФТП, **28**, 402 (1994).
- [8] А.А. Степуренко. ФТП, **30**, 76 (1996).
- [9] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев. ФТП, **38** (7), 822 (2004).
- [10] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев, А.Э. Гумметов. ФТП, **41** (3), 286 (2007).
- [11] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.С. Ковалев, А.Э. Гумметов. ФТП, **42** (4), 393 (2008).
- [12] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **44** (6), 721 (2010).
- [13] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **45** (4), 456 (2011).
- [14] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **46** (7), 918 (2012).
- [15] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТП, **48** (2), 145 (2014).
- [16] I.K. Kamilov, A.A. Stepurenko, A.E. Gummetov. Int. J. Modern Phys. Appl., **1** (4), 169 (2015).
- [17] И.К. Камилов, А.А. Степуренко, А.Э. Гумметов. ФТТ, **58** (7), 1296 (2016).
- [18] А.К. Звездин, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **58** (1), 160 (1970).
- [19] Э.И. Рашба. УФН, **84** (4), 557 (1964).
- [20] C. Hilsum, A.C. Rose-Innes. *Semiconducting III–V Compounds*. (Pergamon Press, Oxford–London–N.Y.–Paris, 1961).
- [21] Л.Е. Голуб. Тез. докл. VII Росс. конф. по физике полупроводников (Москва, 18–23 сентября 2005) с. 35.

Редактор Г.А. Оганесян

Spin-orbital interaction and mobility of carriers in the longitudinal InSb autosoliton under magnetic field

I.K. Kamilov, A.A. Stepurenko, A.E. Gummetov

Institute of Physics,
Daghestan Science Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract The version on spin-orbital interactions of orbitally moving and spin-oriented electrons in the longitudinal InSb autosoliton under a longitudinal magnetic field is proposed and considered. The additional energy gained by spin-oriented electrons owing to this interaction is define. The expression are derived and estimated separately for a change in the mobility at the orbital motion of electron under magnetic field and the additive mobility of spin-oriented electrons. The mutual influence coefficients of chagning electron mobility at the orbital motion and the additive mobility of spin-oriented electrons are calculated.