

УДК 26.452

**Камилов Ибрагимхан Камилович, Степуренко Анатолий
Александрович, Гумметов Адиль Эюбович**

ДИАМАГНИТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ПРОДОЛЬНОМ АВТОСОЛИТОНЕ В P-INSB

В статье экспериментально показано, что эффект Эттингсгаузена, проявляющийся в продольном автосолидоне в поперечном магнитном поле, вызывающий движение этого автосолидона, подавляется диамагнетизмом, возникающим в продольном магнитном поле. Ток продольного автосолитона, реализованный в поперечном магнитном поле заданного значения, неоднозначно модулируется в зависимости от направления одновременно действующим продольным магнитным полем. Предполагается, что неоднозначность модуляции вызывается появлением в автосолидоне составляющих тока, обусловленных отклонением вращающихся электронов во внешнем поперечном магнитном поле.

Ключевые слова: автосолидон, полупроводники, частота, неравновесность, диссипативная структура, осцилляции, фазовый портрет.

**Kamilov Ibragimhan K., Stepurenko Anatoly A., Gummetov Adil Eu.
DIAMAGNETIC MODULATION OF TRANSVERSE GALVANOMAGNETIC EFFECTS
IN LONGITUDINAL AUTOSOLITON IN P-INSB**

Experiments show that Ettingshausen effect that is revealed in longitudinal autosoliton in transverse magnetic field that causes movement in the autosoliton can be suppressed with diamagnetism, which appears in the longitudinal magnetic field. Current in longitudinal autosoliton that is brought about in the transverse field of a particular value shows ambiguous modulation depending on the direction of the simultaneously acting longitudinal magnetic field. There is suggestion that the modulation ambiguity is due to current elements in the autosoliton, which is explained through deviated spinning electrons in the external transverse magnetic field.

Key words: autosoliton, semi-conductors, frequency, nonequilibrium, dissipative structure, oscillation, phase portrait.

В неравновесной электронно-дырочной плазме (ЭДП), созданной в полупроводниках ударной ионизацией в сильном электрическом поле [1], инжекцией [2, 3, 4], доменами Ганна [5], фотогенерацией [6], джоулевым разогревом [7, 8, 9] и др., формируется диссипативная структура (ДС), состоящая из разных типов автосолитонов (АС) – устойчивых локализованных областей экстремальной концентрации носителей заряда и их температуры.

В ряде полупроводников реализуются статические и пульсирующие АС, в других – бегущие АС, движущиеся с определенной скоростью без затухания, в третьих – в виде шнура тока. Сравнительно просто реализуются как бегущие (поперечные) АС, так и в виде шнуров тока (продольные) АС в ЭДП, созданной джоулевым разогревом как при постоянном, так и при импульсном режиме прикладываемого напряжения [7,8] в образцах ($E/l > 0.03$ см) p-InSb. В работе [10] экспериментально показано, что продольный АС представляет собой микролокализованную область повышенной концентрации носителей и их пониженной температуры (холодный АС). Концентрация носителей заряда в этой области значительно отличается от концентрации носителей в остальной части образца, из чего следует, что удельная концентрация носителей в АС nAC может достигать гораздо большей величины, чем в объеме образца. Указанное обстоятельство позволяет считать, что проводимость образца определяется, скорее всего, проводимостью АС.

Поведение продольного АС обладает особенностями в магнитном поле в зависимости от того, как оно приложено. В поперечном магнитном поле состояние АС будет регулироваться появляющейся силой Лоренца. Наблюдавшееся экспериментально смещение продольного АС в направлении силы

Лоренца [11] не связано с переносом массы, а определяется термомагнитным эффектом Эттингсгаузена [12]. Смещение АС проявляется как движение уединенной волны эффективной температуры электронов. Поперечный градиент температуры шнура тока, появляющийся в поперечном магнитном поле вследствие эффекта Эттингсгаузена, обеспечивает перемещение этого шнура в направлении периферии образца с более низкой температурой, чем обусловлено неустойчивое состояние АС. Неустойчивое существование АС на периферии приводит к цикличности процесса. Экспериментально [11] проявляется отрицательным скачком на временной реализации тока или неустойчивостями тока продольного АС. S-образная вольтамперная характеристика (ВАХ) образца при $H = 0$ становится в магнитном поле периодически S-образной. На зависимости тока АС от магнитного поля (ГАХ) наблюдается резкий скачок тока в сторону понижения или скачок тока, сопровождающийся осцилляциями, амплитуда которых регулируется величиной магнитного поля. Исследования поведения тока продольного АС в продольном магнитном поле [13] выявили ряд других особенностей: наблюдается понижение порогового электрического поля, при котором формируется АС; появляются диамагнитные свойства АС; возбуждаются колебания тока АС в цепи образца как результат пульсаций продольного АС.

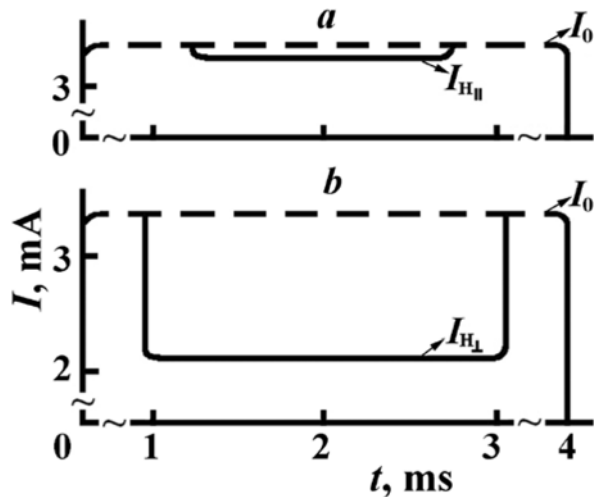


Рис. 1. Осциллограммы временных реализаций тока АС: $a - I_{H||}$ в продольном магнитном поле $H_{||} = 6.4 \cdot 10^4 \text{ A/m} = \text{const}$; $b - I_{H\perp}$ поперечном магнитном поле $H_{\perp} = 3.3 \cdot 10^4 \text{ A/m} = \text{const}$.

Вырисовывается сложная динамика воздействующих сил на носители заряда в АС в образцах p-InSb, помещенных в скрещенные магнитные поля. Ток продольного АС, реализованный при наличии поперечного магнитного поля заданного значения (рис.1b), при последующем воздействии продольного магнитного поля направления, скажем $\vec{E} \uparrow \vec{H}$, должен отличаться от того же тока при воздействии продольного магнитного поля противоположного направления – $\vec{E} \downarrow \vec{H}$, т. е. величина и направление продольного магнитного поля будет определять неоднозначную модуляцию тока продольного АС, испытывающего одновременно влияние постоянного поперечного магнитного поля. Была поставлена задача исследовать поведение тока АС в p-InSb в скрещенных магнитных полях, придерживаясь определенной последовательности.

1. Исследование поведения тока продольного АС в постоянном поперечном магнитном поле при одновременном воздействии нарастающего продольного магнитного поля, т. е. $GAH_{||}$ при $H_{\perp} = \text{const}$.

В отдельности в поперечном или продольном магнитных полях ток продольного АС уменьшается (рис. 1). А вот при совместном воздействии этих магнитных полей поведение тока продольного АС далеко не однозначно. Ранее согласно экспериментальным результатам [14] было заявлено, что появляющийся гальваномагнитный эффект Эттингсгаузена в продольном АС в поперечном магнитном поле блокируется диамагнитным эффектом, возникающим в АС во внешнем продольном магнитном поле. Блокировка эффекта Эттингсгаузена обеспечивается вращающимися горячими электронами в продольном магнитном поле [14]. Однако здесь не учитывалось действие поперечного магнитного поля на тангенциальную составляющую тока вращающихся горячих электронов. Возникающая сила Лоренца будет действовать на вращающиеся электроны либо в направлении их дрейфа в электрическом поле, либо в противоположном в зависимости от направления продольного магнитного поля.

2. Исследование поведения тока продольного АС в постоянном продольном магнитном поле при одновременном воздействии нарастающего поперечного магнитного поля, т. е. ГАХ $_{H_{\perp}}$ при $H_{\parallel} = const$.

В данной работе исследовались образцы кристалла p -InSb, имеющего при $T = 77$ °К концентрацию носителей $p = 1.9 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ и подвижность $\mu_p = 6770$ см 2 /В·с. Измерения проводились в жидком азоте на образцах различной длины. В качестве электрических контактов использовался индий. В неравновесной ЭДП, созданной в образце джоулевым разогревом импульсом электрического поля длительностью $\tau_E = 4 \cdot 10^{-3}$ с и возбужденной этим же полем, формировался продольный АС. Образец помещался в устройство, состоящее из двух соленоидов, создающих поперечное $H_{\perp}$ и продольное $H_{\parallel}$ магнитные поля относительно направления электрического поля, прикладываемого к образцу. Длительность импульсов магнитных полей τ_H , их амплитуда и полярность ($N \rightarrow S$) – $\vec{H}$, ($S \leftarrow N$) – $\vec{H}$ регулировались автономно, при этом $\tau_{H_{\parallel}} < \tau_{H_{\perp}} < \tau_E$ в случае ГАХ $_{H_{\parallel}}$, $H_{\perp} = const$ и $\tau_{H_{\perp}} < \tau_{H_{\parallel}} < \tau_E$ в случае ГАХ $_{H_{\perp}}$, $H_{\parallel} = const$.

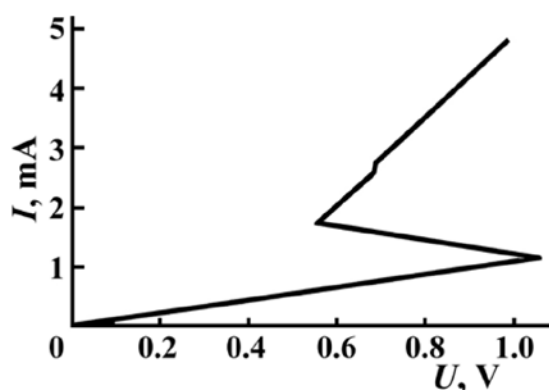


Рис. 2. Динамическая вольтамперная характеристика исследуемого образца p -InSb

Исследуемый образец имел типичную динамическую ВАХ, полученную приложением к образцу треугольного импульса напряжения длительностью 4 ms (рис. 2). Скачки тока на ВАХ свидетельствуют об образовании ЭДП и формировании АС и его устойчивом состоянии. Приложением к образцу прямоугольного импульса напряжения получали ток любого значения, принадлежащего стабильному участку после второго скачка на ВАХ.

На рис. 3а представлены осциллограммы динамических Гауссамперных характеристик ГАХ $_{H_{\parallel}}$ образца – зависимости тока АС в поперечном магнитном поле заданного значения $I_{H_{\perp}} (H_{\perp} = const)$ от возрастающего продольного магнитного поля противоположных направлений. Поперечное магнитное поле создавалось в данном случае таким, чтобы ток АС достиг минимального значения $I_{H_{\perp}}^{\min}$. Из этого рисунка очевидно, что изменения токов продольного АС на ГАХ $_{H_{\parallel}}$ демонстрируют явную неоднозначность, обусловленную противоположностью направлений продольного магнитного поля. При $\vec{H}_{\parallel} \approx 0 - 3.2 \cdot 10^4$ А/м ток АС $I_{H_{\perp}}$

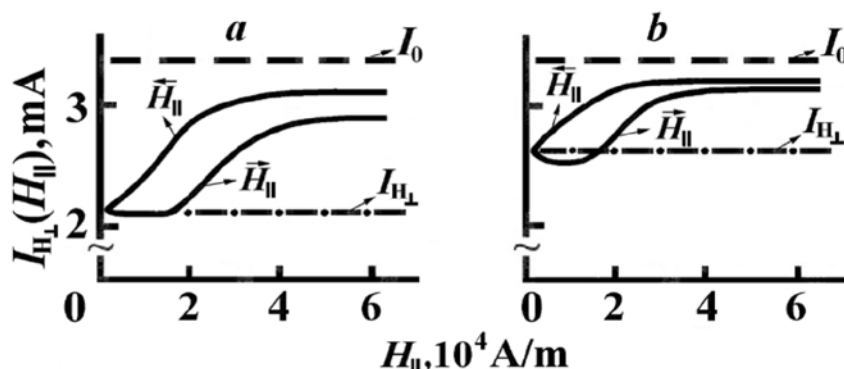


Рис. 3. Зависимости тока продольного АС в поперечном магнитном поле от продольного магнитного поля – ГАХ $_{H_{\parallel}}$ направлений $\vec{H}_{\parallel}$ и $\vec{H}_{\perp}$:

- $a - I_{H_{\perp}} \rightarrow I_{H_{\perp}}^{\min}$;
 $b - I_{H_{\perp}} > I_{H_{\perp}}^{\min}$.

($H_{\perp} = \text{const} = 3.3 \cdot 10^4 \text{ A/m}$), быстро нарастая, достигает значения $I_{H\parallel}$, как если бы отсутствовало поперечное магнитное поле. Как уже отмечалось [14], нарастание тока АС и дальнейшая его стабилизация происходит по причине эффекта блокировки, подразумевающий блокировку эффекта Эттингсгаузена диамагнетизмом, возникающем в АС во внешнем продольном магнитном поле. При направлении $\vec{H} \parallel$ ток АС $I_{H\perp}$ при том же значении $H_{\perp}$ начинает нарастать при значительно больших значениях продольного магнитного поля $\vec{H} \parallel = 1.6 \cdot 10^4 \text{ A/m}$ и несколько плавнее и достигает уже меньших значений, чем при противоположном направлении продольного магнитного поля $\vec{H} \parallel$. Наблюдаемая неоднозначность токов на $GAX_{H\parallel}$ не может быть вызвана одним только эффектом блокировки, поскольку эффект блокировки должен быть однозначным при противоположных направлениях продольного магнитного поля.

Как уже упоминалось [13], в АС во внешнем продольном магнитном поле появляются вращающиеся электроны, обуславливающие диамагнетизм АС. В случае эффекта Эттингсгаузена горячие электроны АС, сносимые силой Лоренца в поперечном магнитном поле, создают передний горячий фронт движущегося продольного АС. В продольном магнитном поле эти горячие электроны, приходя во вращение, обмениваются энергией с холодными электронами заднего холодного фронта АС. В результате температуры переднего и заднего фронтов выравниваются с ростом продольного магнитного поля, и АС прекращает движение, что обуславливает блокировку эффекта Эттингсгаузена. Во время вращения эти горячие электроны имеют тангенциальную составляющую скорости v_{τ} , вектор которой направлен нормально к направлению внешнего поперечного магнитного поля, прикладываемого к образцу. В результате появится действующая на эти электроны Лоренцева сила FL , направление которой будет либо совпадать с направлением дрейфа электронов в электрическом поле, либо окажется противоположно направленной в зависимости от направления продольного магнитного поля

$$\vec{F}_L = e\vec{v}_{\tau} \vec{B}_{\perp} \text{ или } \vec{F}_L = e\vec{v}_{\tau} \vec{B}_{\parallel},$$

где v_{τ} – тангенциальная скорость вращения горячих электронов, $\vec{B}_{\perp}$, – магнитная индукция поперечного магнитного поля.

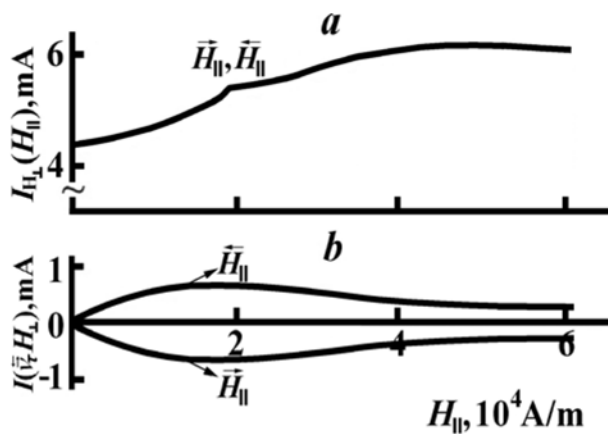


Рис. 4. *a* – Динамика тока продольного АС в поперечном магнитном поле с изменением приложенного продольного магнитного поля направлений $\vec{H}$ и $\vec{H} \parallel$. *b* – Зависимости составляющей тока АС в поперечном магнитном поле, обусловленные силой Лоренца, от продольного магнитного поля направлений $\vec{H}$ и $\vec{H} \parallel$

Под действием этой силы Лоренца электроны проводимости приобретают дополнительную составляющую к скорости дрейфа в электрическом поле. Следовательно, при одном направлении продольного магнитного поля $\vec{H} \parallel$ появится положительная составляющая тока АС, при другом направлении $\vec{H} \parallel$ появится отрицательная составляющая. В результате $GAX_{H\parallel}$ -ки при противоположных направлениях $H\parallel$ будут существенно отличаться.

На рис. 3b представлены осциллограммы динамических $GAX_{H\parallel}$ тока АС в поперечном магнитном поле при противоположных направлениях возрастающего продольного магнитного поля. Заданное поперечное магнитное поле ($H_{\perp} = \text{const}$) таково, при котором $I_{H\perp}$ не достигает минимального значения ($I_{H\perp} > I_{H\perp}^{\text{min}}$). Здесь также изменения токов продольного АС на $GAX_{H\parallel}$ показывают очевидную неоднозначность в зависимости от направления продольного магнитного поля. Однако, в этом слу-

чае при направлении $\vec{H} \parallel$ ток на ГАХН $\parallel$ демонстрирует отрицательный экстремум в пределах продольного магнитного поля $\vec{H} \parallel = (0 - 9.5 \cdot 10^3 \text{ A/m})$, после чего ток на ГАХН $\parallel$ уже нарастает. Очевидно, что при $\vec{H} \parallel$ появляющаяся отрицательная составляющая тока АС понижает общий ток, обуславливая отрицательный экстремум.

Экспериментально полученные ГАХН $\parallel$ можно представить как результат двух процессов. С одной стороны, продольное магнитное поле $H \parallel$, действуя на горячие электроны Эттингсгаузена, движущиеся нормально к $H \parallel$, заставляет их вращаться, приводя к выравниванию температур переднего (горячего) и заднего (холодного) фронтов АС. В результате движение АС, обусловленное действием поперечного магнитного поля (эффект Эттингсгаузена), замедляясь, прекращается вообще, что приводит к росту тока АС и возвращению его к значению близкого к $I_{H\parallel}$ при $H_{\perp} = 0$. Обозначим это изменение тока АС через $I_{H_{\perp}}(H \parallel)$. С другой стороны, как только появляются вращающиеся электроны, снимающие градиент температур переднего и заднего фронтов шнура тока, появится сила Лоренца, действующая на вращающиеся во внешнем поперечном магнитном поле $H_{\perp}$ электроны, имеющие тангенциальную составляющую скорости вращательного движения. В результате вращающиеся электроны приобретут импульс в направлении дрейфа электронов в электрическом поле или против, что, в свою очередь, приведет к росту или понижению общего тока на ГАХН $\parallel$ в зависимости от направления продольного магнитного поля, так как только от направления этого поля зависит направление вращения электронов. Обозначим этот ток через $I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp})$. Запишем ток на первой ГАХ $_{H\parallel}$ (рис. 3а).

$$I_1 = I_{H_{\perp}}(\vec{H} \parallel) + I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp}), \quad (1)$$

а ток на второй ГАХ $_{H\parallel}$

$$I_2 = I_{H_{\perp}}(\vec{H} \parallel) - I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp}), \quad (2)$$

где $I_{H_{\perp}}(\vec{H} \parallel) = I_{H_{\perp}}(\vec{H} \parallel) = I_{H_{\perp}}(H \parallel)$, $|I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp})| = |I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp})|$.

Сложение этих токов дает

$$I_{H_{\perp}}(H \parallel) = \frac{I_1 + I_2}{2} \quad (3),$$

а вычитание дает

$$I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp}) = \pm \frac{I_1 - I_2}{2} \quad (4)$$

Графики этих зависимостей представлены на рис.4. Ток АС $I_{H_{\perp}}(H \parallel)$ (рис.4,а) в постоянном поперечном магнитном поле с ростом продольного магнитного поля растет и при $H \parallel = 4.8 \cdot 10^4 \text{ A/m}$ переходит на насыщение, свидетельствуя об исчезновении горячих и холодных электронов и выравнивании градиента температуры фронтов АС. На рис. 4б показаны кривые зависимости составляющей тока АС $I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp})$, обусловленной силой Лоренца FL, появляющейся при действии импульса постоянного поперечного магнитного поля на вращающиеся горячие электроны от величины и направления продольного магнитного поля ($\vec{H} \parallel$). Начальный ход кривых указывает на то, скорее всего, что появляются вращающиеся горячие электроны и, соответственно, сила Лоренца FL и составляющая тока $I(\vec{v}_{\tau} H_{\perp})$. Далее этот ток, достигнув показанной на графике величины, плавно спадает в силу уменьшения количества горячих электронов, их исчезновение и, следовательно, выравнивания градиента температуры АС.

Рис. 5 иллюстрирует осциллограммы динамических ГАХ $_{H_{\perp}}$ – зависимость тока АС в постоянном продольном магнитном поле заданного значения $I_{H\parallel}$ противоположных направлений ($|\vec{H} \parallel| = |\vec{H} \parallel| = \text{const}$) с ростом поперечного магнитного поля. Как и следовало ожидать, и в данном случае изменения токов продольного АС на ГАХ $_{H_{\perp}}$ проявляют значительную неоднозначность, определяемая противоположностью направлений приложенного к образцу постоянного продольного магнитного поля. При $H_{\perp} = 0$,

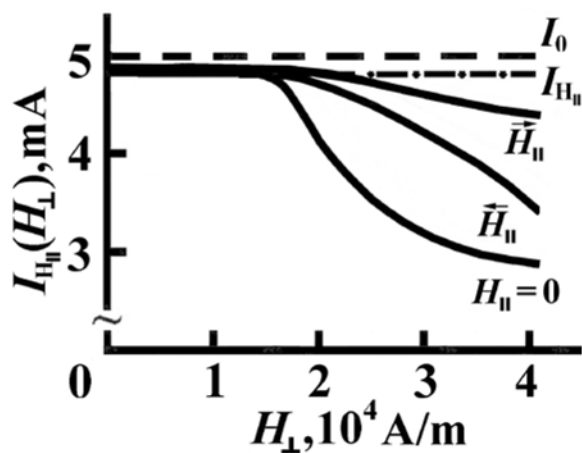


Рис. 5. Зависимость тока продольного АС в продольном магнитном поле от поперечного магнитного поля – ГАХ_{нл} при $|\vec{H}_{||}| = |\vec{H}_{||}| = \text{const} = 1.6 \cdot 10^4 \text{ A/m}$.

$|\vec{H}_{||}| = |\vec{H}_{||}| = 1.3 \cdot 10^4 \text{ A/m} = \text{const}$ временные реализации токов $I_{\vec{H}_{||}} < I_{\vec{H}_{||}} < I_0$ – штрих-пунктиры. При возрастании поперечного магнитного поля до $4 \cdot 10^4 \text{ A/m}$ и отсутствии продольного магнитного поля ($H_{||} = 0$) ток АС $I_{H_{||}}$ на ГАХ_{нл}, уменьшаясь, достигает минимального значения, а при $H_{||} = 1.6 \cdot 10^4 \text{ A/m}$ токи на ГАХ_{нл} $I_{\vec{H}_{||}}(H_{\perp})$ и $I_{\vec{H}_{||}}(H_{\perp})$ также уменьшаются, но при гораздо больших значениях тока – сплошные кривые соответственно. При этом неоднозначность токов $I_{\vec{H}_{||}}(H_{\perp})$ и $I_{\vec{H}_{||}}(H_{\perp})$ проявляется в такой же мере, как и токов $I_{H_{\perp}}(\vec{H}_{||})$ и $I_{H_{\perp}}(\vec{H}_{||})$ на рис. 3б.

Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать выводы. Ток продольного АС, сформированный в поперечном магнитном поле определенного значения, испытывает неоднозначную модуляцию в зависимости от направления од-

новременно приложенного продольного магнитного поля. С одной стороны, происходит блокировка эффекта Эттингсгаузена вращающимися электронами при диамагнетизме в продольном магнитном поле, обуславливая независимый от направления продольного магнитного поля рост тока. С другой стороны, воздействие поперечного магнитного поля на электроны, имеющие тангенциальную составляющую вращательного движения, приведет к появлению силы Лоренца, отклоняющую вращающиеся электроны либо в направлении их дрейфа в электрическом поле, либо в противоположном в зависимости от направления продольного магнитного поля, что и приводит в конечном счете к неоднозначности модуляции.

Авторы признательны К. М. Алиеву за внимание к работе, полезные замечания и дополнения, сделанные при ее обсуждении.

Литература

1. Кернер Б. С., Синкевич В. Ф. Многошнуровые и многодоменные стационарные состояния в горячей электронно-дырочной плазме GaAs // Письма ЖЭТФ. 1982. 36. 359 с.
2. Ващенко В. А., Кернер Б. С., Осипов В. В., Синкевич В. Ф. Расслоение инжектированной электронно-дырочной плазмы высокой плотности в пленках арсенида галлия. ФТП, 1989, 23. 1378 с.
3. Hayashi T., Morita T., Fukaya M., Hasegawa E. Observation of Low Frequency Current Pulses in Si p-v-n Diodes. Japan J. Appl. Phys. 13. 1974. № 10. 1667 p.
4. Symanczyk R., Gaelings S., Jäger D. Observation of spatio-temporal structures due to current filaments in Si pin diodes. Phys. Lett. A, 1991, 160. 397 p.
5. Кернер Б. С., Осипов В. В., Романенко М. Т., Синкевич В. Ф. Расслоение электронно-дырочной плазмы и голубая электролюминесценция в области статического домена GaAs. Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. 77 с.
6. Винославский М. Н. Экспериментальное обнаружение горячих автосолиитонов большой амплитуды в слабо разогретой электрическим полем электронно-дырочной плазме. ФТТ. 1989. Т. 31. 315 с.
7. Степуренко А. А. Автосолиитоны в антимониде индия. ФТП. 1994. Т. 28. 402 с.
8. Степуренко А. А. Автосолиитоны в разогретой и возбужденной импульсом электрического поля электронно-дырочной плазме антимониде индия. ФТП. 1996. Т. 30. 76 с.
9. Kamilov I. K., Stepurenko A. A., Phys. Autosolitons in electron-hole plasma of InSb heated by electric pulses. Phys. Stat. Sol. (b). Status Solidi B. 1996. V. 194. 643 p.
10. Камиллов И. К., Степуренко А. А., Ковалёв А. С. Распределение носителей заряда в диссипативной структуре в полупроводниках. ФТП. 2002. Т. 36. 187 с.

11. Камилов И. К., Степуренко А. А., Гумметов А. Э., Ковалёв А. С. Влияние поперечного магнитного поля на поведение продольных автосолитонов в p-InSb. ФТП. 2008. Т. 42. 393 с.
12. Звездин А. К., Осипов В. В. Движение шнура тока в магнитном поле в полупроводниках с S-образной вольтамперной характеристикой. ЖЭТФ. 1970. Т. 58. 160 с.
13. Камилов И. К., Степуренко А. А., Гумметов А. Э. Неустойчивость тока продольного автосолитона в p-InSb в продольном магнитном поле. ФТП. 2010. Т. 44: в. 2 ч. 154 с.
14. Камилов И. К., Степуренко А. А., Гумметов А. Э. Гальваномагнитные явления в продольном автосолидоне в p-InSb в поперечном и продольном магнитных полях. ФТП. 2011. Т. 45: в. 4. 456 с.

УДК 546.661+546.431'812-31:535.37

Марьяна Ульяна Андреевна, Воробьев Виктор Андреевич

ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПЕРОВСКИТОПОДОБНОЙ ФАЗЫ BaSnO_3 И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕЕ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ПРИ ЛЕГИРОВАНИИ BaSnO_3 ИОНАМИ EU

В статье показаны исследования процесса формирования структуры перовскитоподобной фазы BaSnO_3 при различных температурных и временных параметрах прокалики экспериментальных образцов. Установлены оптимальные условия для синтеза этой структуры. Произведено легирование перовскитоподобного станната ионами редкоземельного металла Eu. Обнаружено, что в структуре $(\text{Ba}_{1-x}\text{Eu}_x)\text{SnO}_3$ наблюдается слабая люминесценция. Высказано предположение, что структуры ASnO_3 ($A = \text{Ba}, \text{Ca}, \text{Sr}$), легированные ионами редкоземельных элементов, могут быть интересны в плане использования их для создания новых стоксовых люминофоров.

Ключевые слова: перовскитоподобные станнаты, люминесценция, редкоземельные элементы.

Mar'ina Uliana A., Vorobiev Viktor A.

FORMATION OF PEROVSKITE-LIKE PHASE BaSnO_3 STRUCTURE AND ITS LUMINESCENT PROPERTIES AT BaSnO_3 DOPING WITH Eu IONS

The article describes the process of BaSnO_3 perovskite-like phase development under various temperature and time parameters used for experimental sample baking. The item also shows the optimal conditions for the synthesis of such a structure. There has been doping of perovskite-like stannate done with the ions of the rare-earth metal Eu. It has been shown that the structure of $(\text{Ba}_{1-x}\text{Eu}_x)\text{SnO}_3$ reveals slight luminescence. The suggestion contained here goes that the structures of ASnO_3 ($A = \text{Ba}, \text{Ca}, \text{Sr}$) doped with rare-earth metal ions may be useful in terms of developing new Stokes phosphors.

Key words: perovskite-like stannates, luminescence, rare-earth metas.

Перовскитоподобные оксиды образуют один из наиболее интересных классов материалов, обладающих чрезвычайно разнообразными электромагнитными свойствами. В настоящее время их широко используют в качестве материалов для изготовления катодов, слоистые перовскитоподобные оксиды рассматриваются как перспективные фотокатализаторы, большой интерес представляют тонкопленочные материалы на основе перовскитов. Станнат бария BaSnO_3 нашел свое применение в радиотехнике в качестве превосходного диэлектрика, в последнее время его стали использовать при изготовлении высокотемпературных сверхпроводников. Он также может использоваться как конденсаторный и керамический материал для электроники.

Наше внимание перовскитоподобные структуры привлекли при поиске и создании новых люминесцентных материалов. Это, прежде всего, обусловлено тем, что люминесцентные свойства таких структур изучены крайне мало. Вместе с тем исследование физических и химических свойств таких