

УДК 621.315.592

СПОНТАННОЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДВИЖУЩИХСЯ АВТОСОЛИТОНОВ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ С МАЛОЙ ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

*В. В. Гафийчук, Б. С. Кернер, В. В. Осипов,
И. В. Тыслюк*

С помощью численного моделирования показано, что в разогретой электрическим полем электронно-дырочной плазме (ЭДП) вблизи малой неоднородности может происходить спонтанное образование автосолиитонов (АС) в виде слоя высокой температуры и пониженной концентрации носителей, перпендикулярного линиям тока. Выяснено, что форма образующегося АС не зависит от вида малой неоднородности, а определяется параметрами ЭДП. В слабесимметричной ЭДП АС локализован у неоднородности. Если асимметрия параметров ЭДП (отличие между концентрациями электронов и дырок или их подвижностями) превышает некоторое критическое значение, зависящее от параметров неоднородности, то АС, спонтанно возникающий вблизи неоднородности, отрывается от нее и, пробежав весь образец, исчезает на его границе. В этом случае малая неоднородность становится источником рождения периодической или стохастической последовательности движущихся в образце АС.

В разогретой электрическим полем или электромагнитным излучением устойчивой однородной ЭДП с помощью дополнительного кратковременного локального разогрева носителей можно возбудить самоподдерживающееся собственное локализованное состояние — термодиффузионный автосолиитон (АС) [1-3]. Такой АС представляет собой область высокой температуры и пониженной концентрации носителей, которая диффузионно не расплывается благодаря почти точной компенсации двух встречных потоков горячих носителей: диффузионного, направленного в центр АС, и термодиффузионного, направленного в противоположную сторону [2].

Естественно предположить, что кроме вынужденного возбуждения АС в устойчивой ЭДП АС может спонтанно возникнуть у малой неоднородности образца. Этот эффект напоминает образование гетерофазного зародыша в равновесных системах при температурах вблизи фазового перехода I рода. В данной работе с помощью численного моделирования изучается кинетика спонтанного образования АС у малой неоднородности образца и прослеживаются свойства АС в зависимости от параметров разогретой ЭДП.

1. Рассмотрим полупроводник, в котором за счет фотовозбуждения или инжекции однородно генерируется ЭДП с концентрацией электронов n , близкой к концентрации дырок p (величина $n-p=n_0=\text{const}$). Пусть концентрация носителей и их параметры таковы, что выполнены неравенства $\bar{\tau}_{e,h} \ll \bar{\tau}_{ee}, \bar{\tau}_M, \tau_{eh} < \tau_{e,h}$, где $\bar{\tau}_{e,h}, \tau_{e,h}$ — соответственно характерные времена релаксации импульса и энергии электронов и дырок; τ_{ee} — время электрон-электронных столкновений; τ_{eh} — время рассеяния энергии электронов при их столкновении с дырками; $\bar{\tau}_M$ — максвелловское время диэлектрической релаксации. Эти условия выполняются при достаточно высоких концентрациях носителей в полупроводниках, эффективные массы электронов и дырок которых отличаются несильно,

или же имеющих вырожденную валентную зону. В последнем случае эффективность передачи энергии от горячих электронов к тяжелым дыркам, т. е. малость величины τ_{eh} , определяется тем, что при столкновении с электроном тяжелая дырка переходит в подзону легких дырок [4, 5]. В этом случае электроны и дырки разогреваются в электрическом поле как единая система до некоторой температуры T , величина которой определяется временем релаксации энергии тяжелых дырок на фононах ($\tau = \tau_h$).

В [6] было показано, что в рассматриваемой ЭДП могут образовываться поперечные страты, т. е. слои, неоднородные вдоль линий тока (оси x). Неоднородные по x распределения концентрации и температуры носителей описываются уравнениями

$$\partial n / \partial t = e^{-1} \partial j_e / \partial x - n / \tau_r + G, \quad (1)$$

$$3 \partial (nT) / \partial t = - \partial j_e / \partial x + jE - n(T - T_l) / \tau. \quad (2)$$

Плотности электронного j_e , дырочного j_h токов и потока энергии носителей $j_e = j_{e0} + j_{eh}$ соответственно равны

$$j_e = \sigma_e E + e (\partial / \partial x) (D_e n), \quad j_h = \sigma_h E - e (\partial / \partial x) (D_h n), \quad (3), (4)$$

$$j_e = - \left(\frac{5}{2} + \alpha \right) \frac{T}{e} \left(j_e - j_h + \mu_e n \frac{\partial T}{\partial x} + \mu_{hp} \frac{\partial T}{\partial x} \right). \quad (5)$$

В (1)–(5) G , τ_r — скорость генерации и время жизни носителей; $\tau = (\tau_e^{-1} + \tau_h^{-1})^{-1}$; T_l — температура решетки полупроводника; $\sigma_e = en\mu_e$, $\sigma_h = ep\mu_h$, D_e , D_h , μ_e , μ_h — соответственно проводимости, коэффициенты диффузии и подвижности электронов и дырок; $\alpha = \partial \ln \mu_{e,h} / \partial \ln T$. Учитывая, что в рассматриваемой квазинейтральной ЭДП ($\tau_M \ll \tau$) плотность полного тока $j = j_e + j_h = \text{const}$, из (3), (4) получим, что значения j_e и j_h равны

$$j_e = (\sigma_e / \sigma) j + e D^0 (\partial / \partial x) (n D_e / D_e^0), \quad (6)$$

$$j_e = - \left(\frac{5}{2} + \alpha \right) \frac{T}{e} \left(2 \frac{\sigma_e}{\sigma} j - j + 2e D^0 \frac{\partial}{\partial x} (n D_e / D_e^0) + \frac{\partial T}{\partial x} (\mu_e n + \mu_{hp}) \right), \quad (7)$$

где $\sigma = \sigma_e + \sigma_h$ — проводимость ЭДП; $D = (\sigma_e D_h + \sigma_h D_e) / \sigma$ — коэффициент биполярной диффузии. Здесь и ниже верхний индекс нуль у величины означает, что она взята при $T = T_l$. Используя (6), (7), уравнения (1), (2) удобно записать в виде

$$\tau_r \frac{\partial n}{\partial t} = L^2 (\partial^2 / \partial x^2) (n T^{\alpha+1}) - [j \tau_r b u / e n_h (b+1)^2 n] \frac{\partial n}{\partial x} - n + G \tau_r, \quad (8)$$

$$\tau^0 \frac{\partial (nT)}{\partial t} = l^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(n T^{\alpha+1} \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{4b}{(1+b)} l^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[T \frac{\partial}{\partial x} (n T^{\alpha+1}) \right] -$$

$$- \frac{j \tau^0 T}{e n_h} \left[\left(\frac{5}{2} + \alpha \right) \frac{2bu}{(b+1)^2} + \frac{b-1}{b+1} \right] \frac{\partial \ln n}{\partial x} +$$

$$+ \frac{3}{2} \frac{j \tau^0}{e n_h} \frac{(b-1+u)}{b+1} \frac{\partial T}{\partial x} + j^2 \tau^0 [e \mu_h^0 (1+b) n_h^2 T_l]^{-1} n^{-1} - n(T-1) \tau^0 / \tau, \quad (9)$$

где T , n измеряются соответственно в единицах T_l и n_h ; n_h , T_h — концентрация и температура носителей в однородной ЭДП; $b = \mu_e / \mu_h$; $u = (n-p)/n \ll 1$; $L = (\mu_0 T_l \tau_r / e)^{1/2}$, $l = [(5/2 + \alpha) \mu_h^0 (1+b) T_l \tau / e]^{1/2}$ — характерные длины биполярной диффузии и остывания носителей; $\mu = 2\mu_e \mu_h (\mu_e + \mu_h)^{-1}$; принято, что $\alpha = \text{const}$.

Для определенности рассмотрим случай низких температур, когда энергия носителей рассеивается на акустических и оптических фононах. При этом для полупроводников (Ge, Si) можно считать, что [5]

$$\tau^0 / \tau = T^{1/2} + c (T-1)^{-1} [\exp(-T_D / T) - \exp(-T_D / T_l)], \quad (10)$$

где c — константа, равная 10^4 для Ge.

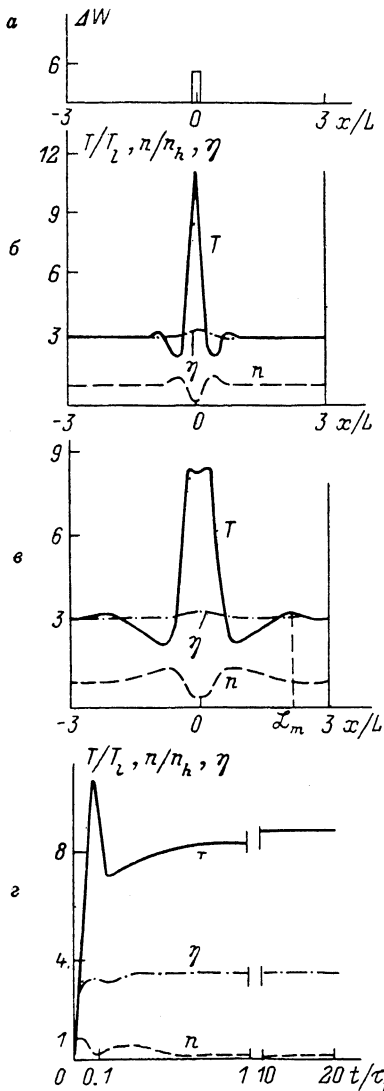


Рис. 1. Кинетика формирования АС в однородной устойчивой ЭДП.

a — распределение поглощаемой носителями мощности ΔW (11) от дополнительного импульсного источника длинноволнового электромагнитного излучения; *б*, *в* — распределение температуры T , концентрации n и величины $\eta = nT^{1+\alpha}$ в ЭДП при $t = 0.1 \tau_r$ (в момент выключения дополнительного локального импульсного источника разогрева) и при $t \geq 10 \tau_r$ (устанавливающийся распределений в АС); *г* — изменение во времени величин T , n , η в точке $x=0$. Результаты численного решения уравнений (8), (9), в которых использовалось выражение (10), при параметрах $j=2\sqrt{3}$, $u=0$, $b=1$, $l=10^{-2}$, $\tau^0/\tau_r=2 \cdot 10^{-2}$, $L=1$, $s=10^4$, $T_I=6$ К, $T_D=70$ К; $\alpha=0$ — рассеяние импульса носителей на нейтральных примесях [°]. Концентрации носителей $n=r$ измеряются в единицах $n_h = G\tau_r$, температура — T_I , а плотность тока $j = [e\mu_0^2(1+b)n_h^2T_I/\tau^0]^{1/2}$.

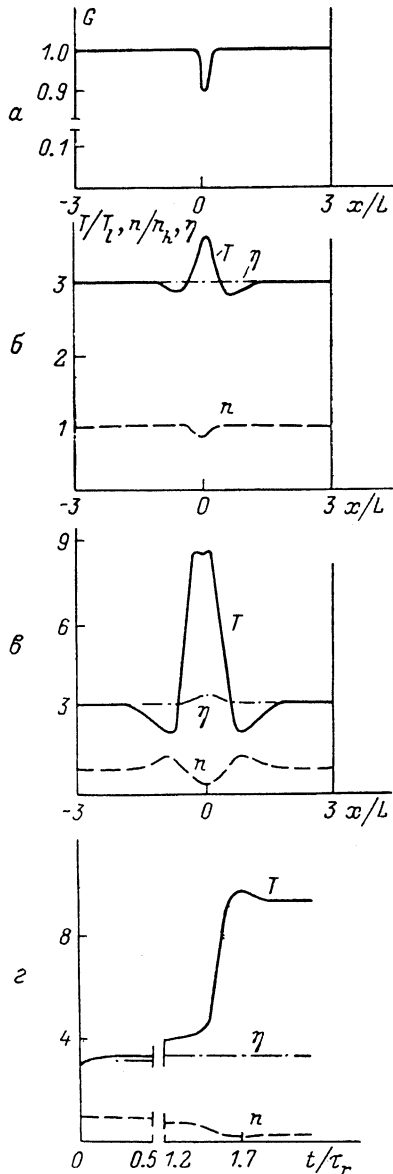


Рис. 3. Кинетика спонтанного формирования статического АС у неоднородности.

a — вид неоднородности (распределение скорости генерации носителей, измеренное в единицах n_h/τ_r); *б*, *в* — вид распределений T , n и η в ЭДП при $t=1.2 \tau_r$; *г* — при $t > 5 \tau_r$, т. е. в АС; *д* — изменение во времени величин T , n , η в точке $x=0$. Результаты численного решения уравнений (8), (9), в которых использованы выражения (10) и (12). Параметры ЭДП те же, что и для рис. 1.

Однородное состояние рассматриваемой ЭДП при $\varepsilon = l/L \ll 1$ устойчиво [6] вплоть до значений эффективной температуры носителей $T = T_0 = (2 + \alpha + s)(1 + \alpha + s)^{-1} T_i$, где $s = \partial \ln \tau / \partial \ln T$. Несмотря на это, как следует из численного решения уравнений (8) и (9), в такой устойчивой однородной ЭДП можно возбудить АС (рис. 1).¹ Для возбуждения АС в численном эксперименте локальный дополнительный кратковременный разогрев носителей моделировался добавлением в правую часть уравнения (9) слагаемого

$$\Delta W = \Delta W_0 n H(-t + t_0) H(x_0 - |x|) \left(H(y) = \begin{cases} 0, & y < 0 \\ 1, & y \geq 0 \end{cases} \right). \quad (11)$$

После выключения этого импульса (рис. 1, а) в ЭДП самопроизвольно формировался АС (рис. 1, в). В «симметричной» ЭДП ($n = p$, $\mu_e = \mu_h$) АС оказывался статическим.

При наличии очень малой асимметрии параметров ЭДП $n \neq p$ или $\mu_e \neq \mu_h$ образовывался движущийся АС. Направление движения АС, как и спонтанно образующихся страт в неустойчивой ЭДП [9], зависит от величин b , u , характеризующих относительную разность подвижностей и концентраций электронов и дырок. При этом, как и в [9] при $b=1$, но $u > 0$, АС, как

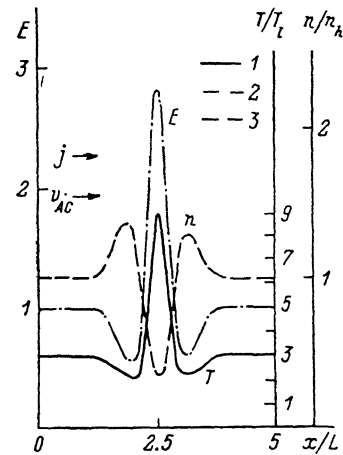


Рис. 2. Форма движущегося в направлении тока АС, возбужденного в устойчивой ЭДП.

1 — распределение T , 2 — E , 3 — n . Результаты численного расчета при $j=2\sqrt{3}$, $u=10^{-4}$, $L=1$, $l=10^{-3}$, $\tau_p=1$, $T_i=6$ К; $T_D=70 T_i$, $\alpha=0$, $\tau^0/\tau_p=2 \cdot 10^{-3}$, $b=1$. Электрическое поле измеряется в единицах $j/e\mu_h^0(1+b)n_h$; $v_{AC} = 0.15L/\tau$.

показывают численные исследования (рис. 2), движется в сторону дрейфа дырок, а при $n=p$, но $b > 1$ в сторону дрейфа электронов. Естественно, что за счет наличия пропорциональных току j сносных членов в уравнениях (8), (9) форма движущегося АС оказывается асимметричной (рис. 2). При этом чем выше скорость АС, тем сильнее искажена его форма по сравнению с формой статического АС (рис. 1, в).

2. В реальном образце всегда существуют малые неоднородности. Из численных исследований уравнений (8), (9) следует, что независимо от физической причины, приводящей к слабонеоднородному распределению температуры или концентрации носителей, вблизи области несколько повышенного значения T или пониженного значения n самопроизвольно формируется горячий АС (рис. 3). Критическое значение температуры носителей $T = T_{cr}$ (вне неоднородности), при которой в плазме спонтанно образуется АС, зависит от амплитуды неоднородности. При этом чем меньше амплитуда неоднородности, тем ближе значение T_{cr} к температуре T_0 , при которой плазма расслаивается. Значение T_{cr} зависит также и от размера неоднородности. Как показали численные исследования, «оптимальный» для возбуждения одного АС размер неоднородности примерно равен $(l/L)^{1/2}$.

На рис. 3 показаны результаты численного исследования кинетики спонтанного образования АС после приложения в момент времени $t=0$ напряжения к образцу с малой неоднородностью в виде области несколько пониженной скорости генерации носителей. Такая неоднородность моделировалась добавлением в правую часть уравнения (8) слагаемого

$$\delta = -\delta_0 \exp(-x^2/lL). \quad (12)$$

¹ При численных исследованиях использовался пакет прикладных программ, основанный на идеях работы [7] и использованный ранее авторами при численных исследованиях в [8].

Из рис. 3, *з* видно, что процесс спонтанного формирования АС характеризуется временем задержки t_s порядка τ_r . Численные исследования показали, что устанавливающиеся распределения концентрации и тем-

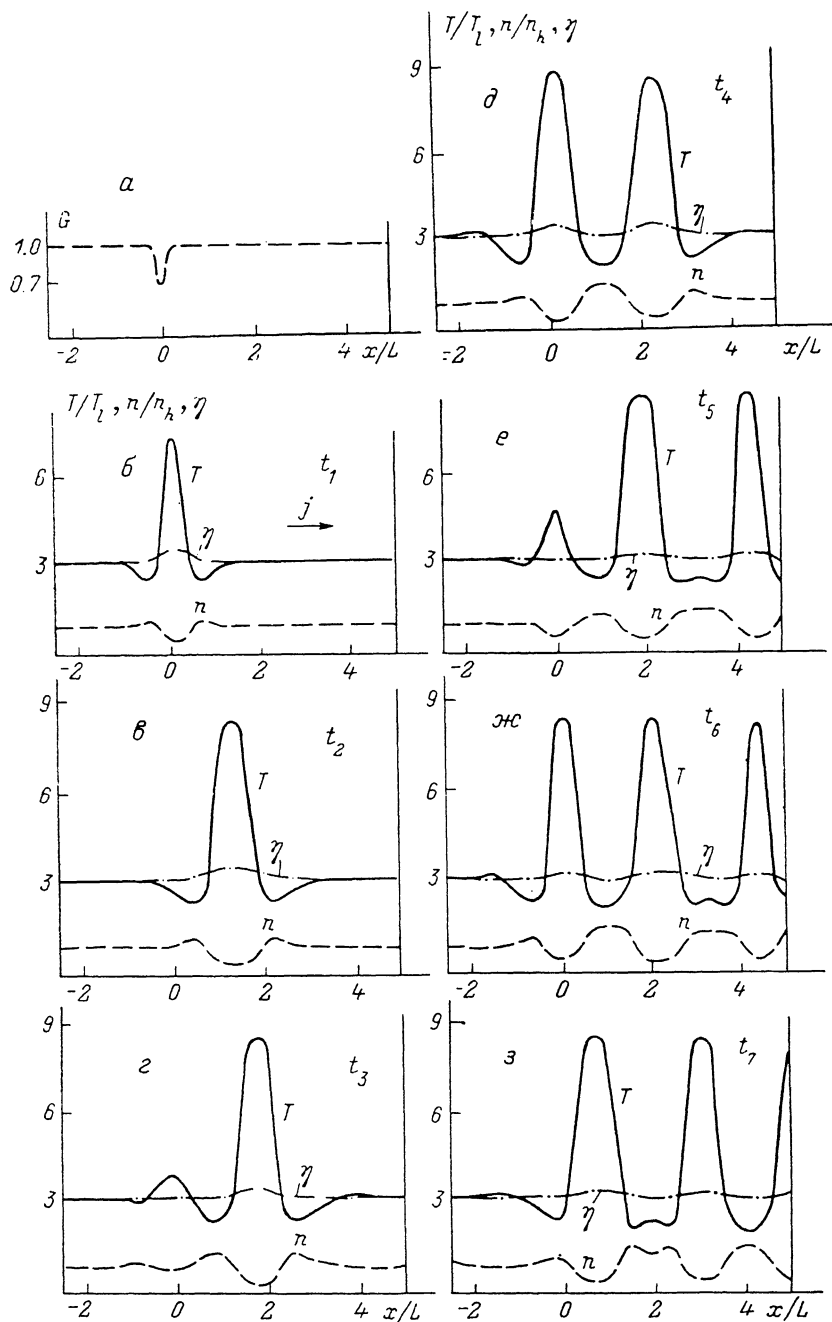


Рис. 4. Спонтанное образование последовательности движущихся АС (страт) вблизи малой локальной неоднородности.

а — вид неоднородности скорости генерации, *б–з* — распределения T , n , η в образце в различные моменты времени: $t_1=1.5 \tau_r$, $t_2=10.8 \tau_r$, $t_3=12.3 \tau_r$, $t_4=13.8 \tau_r$, $t_5=24.9 \tau_r$, $t_6=26.4 \tau_r$, $t_7=43 \tau_r$. Результаты численного решения уравнений (8), (9), в которых использованы выражения (10), (12), при $\mu=10^{-4}$, $\delta_0=0.3$. Остальные параметры ЭДП те же, что и для рис. 1.

температуры носителей в АС практически не зависят от вида малой локальной неоднородности и совпадают с распределениями $n(x)$ и $T(x)$ в АС (рис. 1), который можно вынужденно возбудить в идеально однородной ЭДП.

При этом величина t_3 резко увеличивается с уменьшением амплитуды неоднородности δ_0 (12) или значения плотности тока j через образец, т. е. температуры ЭДП. При данном δ_0 существует минимальное значение j , при котором происходит спонтанное возбуждение АС.

3. Численные исследования показали, что спонтанное образование статического АС у малой неоднородности образца происходит не только в идеально «симметричной» ЭДП (рис. 3), но и при наличии слабой асимметрии параметров электронов и дырок. В последнем случае форма статического АС становится несколько асимметричной.

Когда значения u или b , характеризующие асимметрию ЭДП, превышают некоторые критические значения, спонтанно образующийся АС отрывается от неоднородности и превращается в стационарно движущийся (рис. 4). После отрыва АС от неоднородности (рис. 4) на ней генерируется новый АС (рис. 4, z , ∂). В результате в направлении движения АС в образце возникает движущаяся последовательность АС. Среднее между АС расстояние $L_p \simeq t_3 v_{AC}$, где t_3 — время задержки возникновения АС на неоднородности (п. 2), v_{AC} — скорость движения АС в однородной ЭДП. При уменьшении величин u или $(b-1)$, т. е. относительной разности между концентрациями или подвижностями электронов и дырок, скорость, а следовательно, и расстояние между АС уменьшаются.

При малых значениях L_p возникает взаимодействие между образующимися на неоднородности движущимися АС, точнее, стратами. Это взаимодействие из-за неустойчивости типа перекачки [1, 10] ограничивает расстояние L_p снизу некоторой величиной $L_{\min} \leq L$. При больших значениях u или $(b-1)$ расстояние между движущимися АС во много раз превышает величину L . Время задержки t_3 увеличивается по мере уменьшения амплитуды неоднородности (величины δ_0 а (12)), стремясь к бесконечности при $\delta = \delta_c$ — критической величине амплитуды неоднородности для данного значения тока j . При δ_0 , близких к δ_c , в реальных системах время задержки t_3 будет существенным образом определяться флуктуациями. Вследствие этого в системе возникает случайная последовательность движущихся АС, которая приводит к стохастическим колебаниям во внешней цепи.

4. Последовательность страт, близкая к периодической, спонтанно возникает у малой неоднородности при значениях тока j , близких к величине $j=j_c$ (т. е. $T \simeq T_0$), при которой происходит спонтанное расслоение однородного состояния ЭДП. При этих токах и значениях $n=p$ ($u=0$) и $\mu_s=\mu_h$ ($b=1$) у неоднородности образуется статический АС, на периферии которого T и n не монотонно стремятся к значениям $T=T_h$ и $n=n_h$, соответствующих однородной ЭДП, а осциллирующим образом (рис. 1, б). Иными словами, АС имеет «гало», в котором значения T и n изменяются с периодом, близким к $(LL)^{1/2}$. В этом случае период последовательности генерируемых у неоднородности движущихся страт L_p будет определяться не величиной $t_3 v_{AC}$, а расстоянием между центром АС и ближайшим к нему максимумом температуры в «гало». Действительно, если амплитуда первого от центра АС максимума температуры в «гало» (рис. 4; $t=t_3$) достаточно велика, то на неоднородности новый АС (страта) будет формироваться практически без задержки, т. е. сразу после набегания этого максимума на неоднородность. Именно такая ситуация и изображена на рис. 4.

5. В статье Винославского, опубликованной в данном номере журнала [11], сообщается об экспериментальном обнаружении горячего АС в фотогенерируемой в Ge ЭДП, слабо разогретой электрическим полем ($E \sim 70$ В/см). Установленная в эксперименте весьма сложная форма движущегося АС (рис. 2 в [11]) в деталях совпадает с полученной при численном моделировании (рис. 2). В соответствии с теорией [2, 6] АС наблюдается лишь при достаточно высоких концентрациях носителей ($n \sim p \geq 10^{15}$ см $^{-3}$), когда становится существенными столкновения между ними. При этом, как и следовало ожидать [3, 9], в материале n -типа

($n_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3} \ll n, p, \text{ т. е. } u=(n-p)/n > 0$) АС движется в направлении дрейфа дырок. Количественное различие экспериментальных данных (рис. 2 в [11]) от численных (рис. 2) связано с тем, что экспериментально исследованы образцы Ge при $T_1=77 \text{ К}$ [11], а при численных расчетах в данной статье использованы данные, характерные для Ge при $T_1=6 \text{ К}$.

Список литературы

- [1] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 5. С. 1675—1697.
- [2] Кернер Б. С., Осипов В. В. // Письмо в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 9. С. 386—388.
- [3] Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1290—1295.
- [4] Дьяконов М. И., Перель В. И., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. № 7. С. 1364—1370.
- [5] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1972. 414 с.
- [6] Кернер Б. С., Осипов В. В. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 8. С. 2342—2346.
- [7] Dew P. M., Walsh J. E. // ACM Trans. on. Mathematical Software. 1981. V. 7. N 3. P. 295—314.
- [8] Гафийчук В. В., Кернер Б. С., Осипов В. В., Южанин А. Г. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 21. № 21. С. 1199—1203.
- [9] Дубицкий А. Л., Кернер Б. С., Осипов В. В. // Тез. докл. I Всес. конф. «Физические и физико-химические основы микроэлектроники». М., 1987. 469 с.
- [10] Кернер Б. С., Осипов В. В. // Микроэлектроника. 1985. Т. 14. № 5. С. 387—407.
- [11] Винославский М. Н. // ФТТ, наст. вып. С. 315—318.

Институт прикладных проблем
механики и математики АН УССР
Львов

Поступило в Редакцию
27 декабря 1988 г.