Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 9, стр. 386 – 388 *10 мая 1985 г.*

СИЛЬНОНЕРАВНОВЕСНЫЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМАХ, СЛАБО ОТКЛОНЕННЫХ ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Б.С.Кернер, В.В.Осипов

Показано, что в собственном полупроводнике в очень слабых электрических полях кратковременным локальным возмущением можно возбудить устойчивое локализованное состояние пониженной концентрации и высокой температуры носителей, амплитуда которого тем больше, чем меньше электрическое поле, при котором такой эффект реализуется.

Рассмотрим для простоты относительно узкозонный полупроводник, параметры электронов и дырок в котором совпадают ($m_e^* = m_h^*$ и т. д.), а концентрация собственных носителей ($n = p = n_i$) при температурах решетки $T_0 > \theta_D$ (θ_D – температура Дебая) такова, что выполнены условия $\tau_p \ll \tau_{ee} \ll \tau_\epsilon$ (τ_p, τ_ϵ и τ_{ee} – характерные времена релаксации импульса, энергии и межэлектронных соударений). Эти условия выполняются например, для PbTe при $T_0 \sim 400$ К, когда $n_i \sim 10^{17}$ см$^{-3}$. Такая квазинейтральная элект -

ронно-дырочная плазма (ЭДП), находящаяся в однородном электрическом поле E, описывается уравнениями [1]

$$\tau_r\, \partial n / \partial t = L^2 \partial^2 / \partial x^2 \left[nD(T)/D^0 \right] - (n - n_i), \tag{1}$$

$$\frac{3}{2}\tau_\epsilon^0 \frac{\partial(nT)}{\partial t} = l^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left[\frac{n\,D(T)\,T}{D_0}\right] + \frac{j^2\tau_\epsilon^0}{4\sigma} - n\,\frac{T - T_0}{T^s}\,T_0^s, \tag{2}$$

где $n, T, D(T) = \mu T/e, \sigma, \tau_r$ — концентрация, температура, коэффициент диффузии, проводимость и время жизни носителей; $l = (D^0 \tau_\epsilon^0 (5/2 + \alpha))^{1/2}$, $L = (D^0\tau_r)^{1/2}$ — длина релаксации энергии и диффузионная длина носителей; j — плотность тока; верхний индекс нуль означает, что соответствующая величина отвечает своему равновесному значению $(T = T_0,\ n = n_i)$. При записи (1) (2) учтено, что $\tau_p \propto T^\alpha$, $\tau_\epsilon \propto T^s$, причем благодаря симметрии ЭДП амбиполярное поле в ней равно нулю, а электронная составляющая тока

$$j_e = n(1+\alpha)\mu\,\partial T/\partial x + eD\partial n/\partial x + j/2 = e\,\partial/\partial x\,(nD(T)) + j/2. \tag{3}$$

Рассматриваемый эффект реализуется, когда

$$L \gg l \quad \text{и} \quad \alpha + s > -1, \tag{4}$$

причем чем меньше $\epsilon = l/L$, тем при меньшем токе в полупроводнике можно возбудить уединенное собственное состояние ЭДП –автосолитон (АС) и тем больше его амплитуда – температура электронов T_m в центре АС. Существенное свойство рассматриваемой ЭДП в отличие от изученной в [1–3] состоит в том, что условие (4) в ней выполняется вплоть до больших значений T благодаря тому, что при $T > \theta_D$ время τ_ϵ возрастает с ростом T [4]. В неполярных полупроводниках, таких как Ge и Si, при $T > \theta_D$ величина $s = 1/2$, а $\alpha = -1/2$, т. е. $\alpha + s = 0$; в полярных полупроводниках обычно $0 \leqslant \alpha + s \leqslant 1$ [4].

Запишем уравнения (1), (2) для стационарного случая в виде

$$d^2\eta/dx^2 - \epsilon^2 Q(\eta, \theta) = 0,\ Q = \eta\theta^{-1-\alpha} - 1; \qquad \eta = (n/n_i)\theta^{1+\alpha}, \tag{5}$$

$$d^2(\eta\theta)/dx^2 - q(\eta, \theta, W) = 0, \quad q = \eta\theta^{-1-\alpha-s}(\theta - 1) - W\theta\eta^{-1}, \tag{6}$$

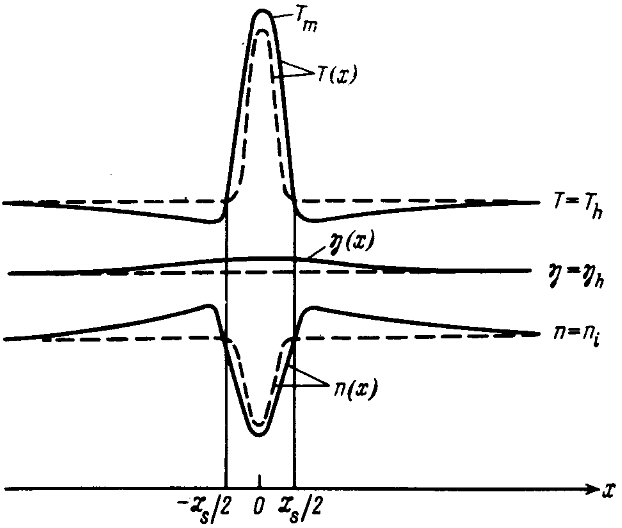
где длина измеряется в единицах l, а $\theta = T/T_0$; $W = j^2\tau_\epsilon^0/4\sigma^0 n_i T_0$ – безразмерная мощность. В нулевом по ϵ приближении [3, 4] уравнения (5), (6) имеют решение $T(x)$ и $n(x)$ в виде АС (рисунок, пунктирные кривые), которое отвечает сепаратрисе уравнения

$$d^2\theta/dx^2 - q(\eta_h, \theta, W) = 0,\ \eta_h = \theta_h^{1+\alpha}; \quad n(x) = n_i\left[T_h/T(x)\right]^{1+\alpha}, \tag{7}$$

замыкающейся при $x \to \pm\infty$ в седловой точке $\theta = \theta_h = T_h/T_0$, соответствующей однородному состоянию ЭДП с $n = n_i$ и $T = T_h$. Такая сепаратриса удовлетворяет условию:

$$\int_{\theta_h}^{\theta_m} q\,d\theta = \int_{\theta_h}^{\theta_m} \{\eta_h\theta^{-1-\alpha-s}(\theta - 1) - W\theta\eta_h^{-1}\}\,d\theta = 0, \tag{8}$$

из которого легко получить трансцендентное уравнение для нахождения $\theta_m = T_m/T_0$. Из последнего вытекает, что при $\alpha + s = 0$ величина $\theta_m \simeq 2/W$, а при $\alpha + s = 1$ значение $\theta_m(\ln\theta_m)^{1/2} \simeq (2/W)^{1/2}$, т. е. при уменьшении W величина θ_m увеличивается. Используя результаты [2, 3] можно учесть следующие по ϵ поправки и показать, что АС приобретает более сложный вид (рисунок, сплошные кривые), а благодаря $\theta_m \gg \theta_h$ он устойчив. Эти выводы подтверждаются численными исследованиями полной системы уравнений (1), (2), которые позволили также изучить процесс формирования АС. Было установлено, что АС образуется лишь в случае, когда амплитуда начального кратковременного локального возмущения выше некоторого критического значения, в противном случае возмущения затухают к однородному состоянию.



Структура автосолитона (АС) в ЭДП

Существование АС (рисунок) обусловлено тем, что из области высокой температуры благодаря термодиффузии происходит интенсивный выброс горячих носителей, в результате их концентрация, а следовательно и проводимость σ в центре АС уменьшаются (рисунок). С одной стороны, это поддерживает высокое значение T в центре АС, так как приводит к увеличению поступающей к носителям от электрического поля мощности $W = j^2/\sigma$. С другой стороны, провал концентрации в АС не расплывается вследствие того, что диффузионный поток уравновешивается термопотоком (рисунок). Последнее, т. е. близость к нулю суммы первого и второго слагаемого в (3) в АС размера $\mathcal{L}_s \ll L$, следует из уравнения (1), согласно которому $j_e(x)$ изменяется на длине порядка L, а величина $\eta \equiv D(T)n / D^0 n_i \simeq$ const. Вместе с тем, при $\mathcal{L}_s \gg l$ можно считать, что уравнение баланса энергии (2) выполнено локально. Отсюда, учитывая, что $\eta \propto D(T)n \simeq$ const и $T_m \gg T_0$, получим

$$T_m \propto W^{-(1+\alpha+s)^{-1}}, \quad (T_h - T_0)/T_0 \simeq (T_0/T_m)^{1+\alpha+s} \ll 1, \qquad (9)$$

т. е. в соответствии с выводами из (8) амплитуда АС при выполнении (4) тем больше, чем меньше значение W. В свою очередь минимальная величина $W = W_b$, при которой АС еще существует, тем меньше, чем меньше $\epsilon = l/L$. Это связано с тем, что размер АС – $\mathcal{L}_s$ возрастает с ростом T_m благодаря конечной теплопроводности электронного газа. Поэтому при малых значениях W величина $\mathcal{L}_s$ становится порядка L, что и ограничивает величину W_b. Эти выводы подтверждаются численными исследованиями, из которых вытекает, что меньшим значениям $\epsilon = l/L$, отвечают меньшие значения W_b, т. е. меньшие уровни разогрева $T_h = T_b$ однородной ЭДП, при которых в ней еще можно возбудить АС.

Заметим, что свойства целого ряда систем, в том числе низкотемпературная газовая плазма, описываются уравнениями типа (1), (2). Поэтому не исключено, что и во многих других почти равновесных системах, например в слабо ионизованной атмосфере, можно возбудить АС – устойчивое собственное сильнонеравновесное локализованное состояние. Иными словами, не исключено, что шаровая молния представляет собой АС, возбужденный сильным коротковременным локальным возмущением в слабоионизованной атмосфере.

Выражаем благодарность А.Л.Дубицкому за численные исследования.

Литература

1. *Кернер Б.С., Осипов В.В.* ЖЭТФ, 1976, **71**, 1542.
2. *Кернер Б.С., Осипов В.В.* ЖЭТФ, 1978, **74**, 1675.
3. *Кернер Б.С., Осипов В.В.* ФТП, 1979, **13**, 721.
4. *Конуэлл Э.* Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970.

Поступила в редакцию
20 марта 1985 г