[3] Васильев А. М., Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2133—2137.
[4] Болдыревский П. Б., Киселев И. В., Хрыкин О. И., Соловьев А. И. // Физические основы твердотельной электроники. I Всес. конф. Л., 1989. С. 260.
[5] Карпович И. А., Бедный Б. И., Байдусь Н. В., Планкина С. М., Степихова М. В., Шилова М. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2164—2170.
[6] Серафин Б., Беннет Х. // Оптические свойства полупроводников. М., 1970. С. 445—486.
[7] Костылев С. А., Прохоров Е. Ф., Уколов А. Т. // Обзоры по электрон. техн. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1986. № 7. С. 3—9.

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Получено 14.05.1990
Принято к печати 1.04.1991

ФТП, том 25, вып. 8, 1991

ВОЛНЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПРИ ОБРАТИМОМ ТЕПЛОВОМ ПРОБОЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИНАХ

Горобец Н. В., Гудыма Ю. В., Лихобабин Н. П.

Глубокая связь между фазовым переходом первого рода и обратимым тепловым пробоем отмечалась в литературе [1]. Как известно, в физических системах автоволны обычно представляют собой движение границы фазового перехода. Поэтому неудивительно существование волн переключения при обратимом тепловом пробое, изучению которых посвящена данная работа.

Кинетику тепловых процессов в полупроводниковой пластине, вдоль оси которой приложено постоянное электрическое поле E, а на торцах предполагается отсутствие специфических механизмов рассеяния энергии, описывают нелинейным параболическим уравнением

$$\frac{3}{2} n \frac{\partial \Theta}{\partial t} = \varkappa \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \sigma(\Theta) E^2 - n\nu(\Theta)(\Theta - \Theta_0) \tag{1}$$

с граничными условиями

$$\left.\frac{\partial \Theta}{\partial x}\right|_{x=0,\, a} = 0. \tag{2}$$

В уравнениях (1), (2) приняты следующие обозначения: n — концентрация носителей, $\varkappa$ — теплопроводность образца, σ — удельная электропроводимость, $\nu(\theta)$ — частота соударений, обусловливающих передачу тепла в решетку. Электронный газ достаточно большой плотности, так что функцию распределения носителей по энергиям можно считать максвелловской с электронной температурой Θ. Температура внешней среды (термостата) Θ_0 не совпадает с температурой электронного газа.

Пусть $E=E_0$, $\nu(\Theta)=\text{const}$. Температура образца будет определяться балансом тепловыделения P и теплоотвода Θ:

$$\sigma(\Theta) E^2 = n\nu(\Theta - \Theta_0). \tag{3}$$

Уравнение (3) можно решить графически. В случае обратимого теплового пробоя проводимость образца изменяется скачкообразно. Это приводит к тому, что в зависимости от величины E_0 возможно существование от одного (прямые *1* и *5*) до трех (прямая *3*) корней уравнения (3), т. е. $\Theta=\Theta_i$: в интервале $\Theta_1 < \Theta < \Theta_2$ (рис. 1). Такое изменение проводимости не сильно нарушает представление об обычном виде проводимости $\sigma=\sigma_0 \exp(-\Delta E/2k_{\text{Б}}T)$, где ΔE — ширина запрещенной зоны полупроводника.

Исследуем устойчивость решений уравнения (1) по отношению к периодическому в пространстве возмущению (нормальной моде) с длиной волны λ [2]. Тогда отклонения от стационарного состояния равны

$$\Theta'(x, t) = \Theta_k \exp[i(\omega t - kx)], \tag{4}$$

где $|k| = 2\pi/\lambda$. Уравнение (1), линеаризованное по малым добавкам $\Theta'(x, t)$:

$$\frac{\partial \Theta'}{\partial t} = D\frac{\partial^2 \Theta'}{\partial x^2} + E_0^2 \frac{\partial F}{\partial \Theta'}\bigg|_{\Theta=\Theta_i} \Theta'(x, t), \tag{5}$$

после подстановки (4) сводится к дисперсионному уравнению для спектра флуктуаций

$$\omega(k) = i\left(Dk^2 - E_0^2 \frac{\partial F}{\partial \Theta'}\bigg|_{\Theta=\Theta_i}\right), \tag{6}$$

где $F = \sigma(\Theta) - \frac{n\nu(\Theta - \Theta_0)}{E_0}$ и $D = 2\varkappa/3n$.

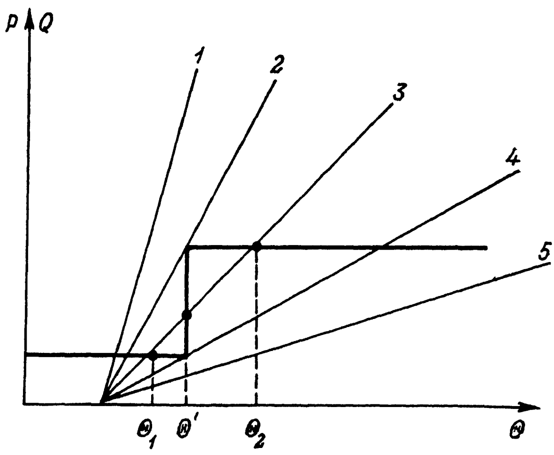

Рис. 1. Графическое решение уравнения (3).

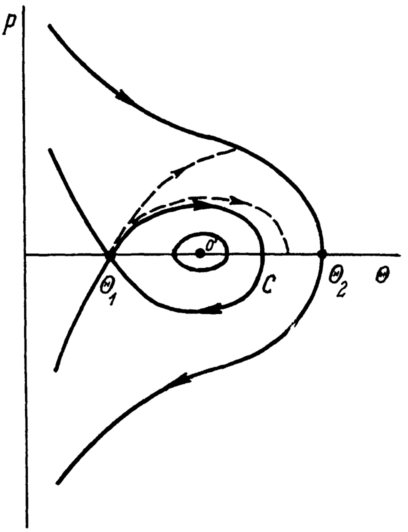

Рис. 2. Фазовые траектории для уравнения (8).

Таким образом, условие устойчивости решения может быть сформулировано в виде следующего графического «правила касательных» [3]: устойчивы те корни уравнения (5), для которых угол наклона $n\nu(\Theta - \Theta_0)$ в точке $\Theta = \Theta_i$ больше тангенса угла наклона касательной к кривой $\sigma(\Theta)E^2$ (рис. 1). В случае $E^2 \frac{\partial \sigma}{\partial \Theta'}\bigg|_{\Theta=\Theta_i} > n\nu$ интервал $0 \leqslant k \leqslant k_0$ определяет область неустойчивых значений, где $k_0 = \left[\left(E_0^2 \frac{\partial \sigma}{\partial \Theta'}\bigg|_{\Theta=\Theta_i} - n\nu\right)\Big/D\right]^{1/2}$. Левый ($\Theta = \Theta_1$) и правый ($\Theta = \Theta_2$) корни на рис. 1 устойчивы, тогда как средний $\Theta = \Theta'$ неустойчив. Область многозначности $\Theta(E_0)$ определяется интервалом $(E_л, E_п)$. На рис. 1 значениям $E_л$ и $E_п$ отвечают предельные положения кривых *2* и *4* соответственно.

Пороговый характер обратимого теплового пробоя позволяет аппроксимировать функцию $F(\Theta, E_0)$ полиномом третьей степени [4]:

$$F(\Theta, E_0) = K(\Theta - \Theta_1)(\Theta - \Theta')(\Theta_2 - \Theta), \tag{7}$$

где $\Theta_1 < \Theta' < \Theta_2/2$. Бегущая волна $\Theta(x, t) = \Theta(\xi)$, где $\Theta(\xi)$ удовлетворяет уравнению

$$D\frac{d^2\Theta}{d\xi} + \lambda\frac{d\Theta}{d\xi} + F(\Theta, E_0) = 0. \tag{8}$$

Для $\lambda > 0$ всегда существует решение этого уравнения такое, что $\Theta(\xi) \to \Theta_1$ при $\xi \to -\infty$, $\Theta(\xi) \to \Theta_2$ при $\xi \to +\infty$. Действительно, для $\lambda = 0$ любое решение Θ удовлетворяет уравнению $\frac{D}{2}\frac{d\Theta}{d\xi} + \int\limits_0^\Theta F(U, E_0)\,dU = \text{const}$, так что орбитой будет одна из линий уровня, изображенного на рис. 2. Кривая C, которая обходит вокруг точки $(\Theta', 0)$, выходя из левого седла и возвращаясь в Θ_1, описывается уравнением $\frac{D}{2}P^2 + \int\limits_0^\Theta F(U, E_0)\,dU = 0$. Она не достигает правой седловой точки $\Theta = \Theta_2$, так как $\int\limits_0^\Theta F(U, E_0)\,dU \leqslant 0$ на C, тогда как $\int\limits_0^{\Theta_2} F(U, E_0)\,dU > 0$. Особая точка уравнения (8) типа центра $\Theta = \Theta'$ соответствует неустойчивому корню уравнения. Пусть $\Theta(\xi)$ — решение, начинающееся на неустойчивом многообразии левой седловой точки. Тогда имеем

$$\frac{d}{d\xi}\left[\frac{D}{2}\left(\frac{d\Theta}{d\xi}\right)^2 + \int\limits_0^\Theta F(U, E_0)\,dU\right] = \lambda\left(\frac{d\Theta}{d\xi}\right)^2 > 0,$$

пока решение остается в первом квадранте. Если $\lambda > 0$ мало, то решение близко следует кривой C и достигает оси Θ при $\Theta < \Theta_2$. С другой стороны, если λ велико, то решение достигает линии уровня, описываемой уравнением $\frac{D}{2}\left(\frac{d\Theta}{d\xi}\right)^2 + \int\limits_0^\Theta F(U, E_0)\,dU = \int\limits_0^{\Theta_2} F(U, E_0)\,dU$ в точке с $P > 0$ (рис. 2). Так как неустойчивое многообразие и решение φ непрерывно зависят от λ, существует $\lambda > 0$ такое, что $\Theta(\xi) \to \Theta_2$ при $\xi \to +\infty$. Для этого решения $Pp > 0$ для всех ξ и $\frac{d\Theta}{d\xi} \to 0$ экспоненциально при $\xi \to \mp\infty$, поскольку $(\Theta_1, 0)$ и $(\Theta_2, 0)$ — седловые точки.

Профиль волны переключения и ее скорость в рассматриваемом случае хорошо известны:

$$\Theta = \frac{\Theta_1 - \Theta_2 \exp\left[(\Theta_2 - \Theta_1)\sqrt{\frac{k}{2D}}\,(x - \lambda t)\right]}{1 - \exp\left[(\Theta_2 - \Theta_1)\sqrt{\frac{k}{2D}}\,(x - \lambda t)\right]}, \tag{9}$$

где $\lambda = \sqrt{k/2D}\,(\Theta_1 + \Theta_2 - \Theta')$. Заметим, что в точке $\Theta' = (\Theta_1 + \Theta_2)/2$ происходит смена знака скорости, что соответствует условию неподвижности фронта волны. В периодических неоднородных бистабильных системах устойчивый неподвижный фронт переключения действует в целом интервале параметра неравновесности системы [5].

В общем случае удобно воспользоваться аналогией уравнения (8) с уравнением движения классической частицы с массой D, на которую действуют внешняя сила $F(\Theta, E)$ и сила трения $\lambda\frac{d\Theta}{d\xi}$. Тогда выражение для скорости следует из закона сохранения энергии:

$$\lambda = -\frac{\int\limits_{\Theta_1}^{\Theta_2} DF(\Theta, E)\,d\Theta}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} D\left(\frac{d\Theta}{d\xi}\right)^2 d\xi}. \tag{10}$$

Однако практически использование (10) усложняется тем, что в знаменателе содержится производная $\frac{d\Theta}{d\xi}$, зависящая от скорости волны переброса λ.

В полупроводниковых структурах, p—n-переходы которых включены в обратном направлении, тепловой пробой возникает вслед за лавинным или туннельным пробоем при прохождении токов большой плотности и ведет к разрушению прибора при недостаточно интенсивном отводе тепла. Если учесть, что при лавинном пробое p—n-перехода величина тепловыделения P может достигать 10^{10} Вт/см^3 [1], то тепловой баланс при флуктуации температуры 100 К может быть обеспечен носителями с концентрацией 10^{19}. . .10^{20} см$^{-3}$ и временами релаксации 10^{-10}. . .10^{-12} с.

Список литературы

[1] Субашиев А. В., Фишман И. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 12. С. 2264—2266.
[2] Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. Введение в теорию диссипативных структур. М., 1979. 280 с.
[3] Кочелап В. А., Мельников Л. Ю., Соколов В. Н. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1324—1326.
[4] Бондаренко П. Н., Емельянов О. А., Койков С. А. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 16. С. 45—48.
[5] Калафати Ю. Д., Неменущий В. Н., Ржанов Ю. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 9. С. 15—20.

Черновицкий государственный университет

Получено 21.12.1990
Принято к печати 2.04.1991

ФТП, том 25, вып. 8, 1991

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В a-Si : H p-ТИПА

Казанский А. Г., Кузнецов С. В.

Фотопроводимость в пленках a-Si : H p-типа исследована существенно в меньшей степени по сравнению с фотопроводимостью в нелегированных пленках и пленках n-типа. В частности, недостаточно изучены температурные зависимости фотопроводимости [1, 2]. В то же время исследование температурных зависимостей $\Delta\sigma$ позволяет определить механизмы рекомбинации неравновесных носителей в a-Si : H и понять влияние на величину фотопроводимости таких характеристик образца, как концентрация дефектов и примесей в нем. Поэтому в настоящей работе были проведены исследования температурных зависимостей фотопроводимости в a-Si : H p-типа с различным уровнем легирования.

Исследовались пленки a-Si : H толщиной $\sim$1 мкм, полученные разложением в ВЧ тлеющем разряде смеси газов моносилана (SiH_4) и диборана (B_2H_6) при температуре подложки 250 °C. Относительное объемное содержание газов в смеси составляло $k=[B_2H_6]/[SiH_4]=3\cdot10^{-7}—10^{-3}$. Измерения проводились в области температур 110—450 К при возбуждении образцов излучением с энергией кванта 1.9 эВ интенсивностью $I\approx10^{14}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$. Перед измерениями образцы отжигались в вакууме 10^{-3} Па в течение 30 мин при температуре 180 °C.

На рис. 1 для некоторых образцов a-Si : H, легированных бором, представлены температурные зависимости фотопроводимости $\Delta\sigma=\sigma_ф—\sigma_т$, где $\sigma_т$ и $\sigma_ф$ — соответственно проводимость образца в темноте и при освещении его светом. На этом же рисунке для сравнения показана температурная зависимость $\Delta\sigma$ для нелегированного a-Si : H. Зависимости $\Delta\sigma$ получены в процессе понижения температуры. Как видно из рисунка, для нелегированного a-Si : H в области температур 170—210 К наблюдается температурное гашение $\Delta\sigma$. Анализ зависимости $\Delta\sigma$ (T) слабо легированного a-Si : H был проведен в работе [3]. Как было показано в [3], в слабо легированном a-Si : H фотопроводимость определяется электронами в области низких температур и дырками в области