

ЛИТЕРАТУРА

1. Карлов Н. В., Маненков А. А. Квантовые усилители. М., Изд-во ВИНТИ, 1966.
2. Krist Z. Strukturbericht, 2, 451, 1936—1937.
3. Van Uitert L. G., Soden R. R. J. Appl. Phys., 31 (2), 328, 1960.
4. Schultze D., Wilke K. Th., Waligoga Ch. Z. Anorgan. Allgem. Chem., 352 (3—4), 184, 1967.
5. Румянцев П. Ф. Сб. «Силикаты и окислы в химии высоких температур». М., ин-та химии силикатов им. И. В. Гребенщикова, 1963, стр. 41.
6. Мохосоев М. В., Федоров П. И. «Журн. неорган. химии», 9 (1), 169, 1964.

Поступила в редакцию
17.4 1968 г.

Кафедра
физики кристаллов

УДК 537.311.33

И. П. ЗВЯГИН

О ЖЕСТКОМ РЕЖИМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ, СВЯЗАННЫХ С ДВИЖЕНИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕНОВ

Хорошо известно, что однородное распределение поля и заряда в полупроводниках с положительной дифференциальной проводимостью $\sigma_{\alpha} > 0$ устойчиво относительно малых флуктуаций ([1]). Однако если на вольтамперной (v — a) характеристике образца имеется отрицательный участок, то появление распространяющихся доменов возможно и в том случае, когда средняя напряженность поля в образце E_{cp} меньше пороговой напряженности $E_{пор}^{(1)}$, приблизительно соответствующей максимуму v — a характеристики. Если как однородное распределение, так и решение, описывающее установившееся движение доменов, устойчивы относительно малых флуктуаций, то, очевидно, возбуждение доменов в этом случае происходит в жестком режиме, т. е. только при появлении в образце достаточно больших флуктуаций. Порог возбуждения таких доменов $E_{пор}^{(2)}$ может оказаться лежащим значительно ниже порога $E_{пор}^{(1)}$, связанного с потерей устойчивости относительно малых флуктуаций.

Вообще говоря, в стационарных условиях статистическая вероятность создания достаточно большой флуктуации весьма мала. Домены, однако, могут возбуждаться под действием достаточно «жесткого» внешнего воздействия, например при подаче импульса поля на образец. Не исключено также, что возмущение, возникающее при исчезновении домена, может вызвать образование нового домена у другого контакта; в этом случае мы будем иметь дело с жестким возбуждением колебаний в цепи, а не просто с появлением одного домена. Ясно также, что наличие распространяющегося домена понижение средней напряженности поля (т. е. напряжения на образце) до величины, превосходящей $E_{пор}^{(2)}$, хотя и лежащей ниже $E_{пор}^{(1)}$, не вызовет исчезновения домена. Это, по-видимому, соответствует случаю, экспериментально осуществленному в GaAs [2]¹.

Наиболее просто показать возможность появления доменов в полупроводнике, однородное распределение которого при заданном напряжении характеризуется положительной дифференциальной проводимостью, на примере модельной системы с дрейфовой нелинейностью (для простоты мы пренебрегаем термоэлектрическим током). Нам нужно лишь показать, что (1) при средней напряженности поля, попадающей на возрастающий участок v — a характеристики, возможно решение, отвечающее установившемуся движению домена, и (2) оно устойчиво относительно малых флуктуаций.

Уравнение, при котором E_{cp} попадает на начальный возрастающий участок v — a характеристики, имеет вид

$$E_{cp} = \frac{1}{L} \int_0^L E(x - u_0 t) dx < E_{пор}^{(1)}, \quad (1)$$

¹ Возможность появления домена при средней напряженности поля, меньшей напряженности, соответствующей максимуму v — a характеристики, получилась в работах [3, 4] в результате численного интегрирования системы феноменологических уравнений, по существу мало отличающихся от нашей модели. Ниже проводится качественный анализ, основанный на использовании результатов нелинейной теории доменов.

где L — длина образца, $E(x - u_0 t) \equiv E(z)$ — распределение поля, отвечающее установившемуся движению домена со скоростью u_0 .

Устойчивость установившегося движения доменов рассматривалась ранее [5]—[8]. В этих работах показано, что однодоменное решение устойчиво при не слишком больших сопротивлениях нагрузки (в частности, в режиме заданного напряжения). Таким образом, если распределение $E(z)$ соответствует одному домену, то при указанном условии оно устойчиво, какова бы ни была величина $E_{\text{ср}}$, и при выполнении условия (1) имеет место жесткий режим возбуждения.

Рассмотрим несколько более подробно условие (1). Замкнутые траектории на фазовой плоскости ($E(z)$, $E_z(z)$) появляются, когда возникает несколько точек пересечения v — a характеристики и прямой $j=j_0$ (седла E_1 и E_3 и центр E_2 , см. [5]). При некотором значении тока, $j_{\text{кр}}$, сепаратрисы седла E_1 , отделяющие область замкнутых траекторий, проходят через второе седло, E_2 . Это значение тока во внешней цепи определяется правилом «равных площадей» [9], [3]. При всех $j > j_{\text{кр}}$ замкнутая сепаратриса седла E_1 не проходит через особую точку E_3 (домен сильного поля). В асимптотически длинном образце ($L \rightarrow \infty$) при $j_0 > j_{\text{кр}}$ домен описывается фазовой траекторией, проходящей через особую точку; при этом, очевидно, $E_{\text{ср}} = E_1$. Таким образом, пороговая напряженность поля $E_{\text{пор}}^{(2)}$ определяется положением особой точки E_1 при $j_0 = j_{\text{кр}}$.

Разумеется, фактически в конечных образцах пороговая напряженность поля всегда будет выше указанного значения (и будет зависеть от длины образца). Действительно, в коротких образцах (длина которых превосходит, однако, критическую длину, определяемую «периодом» обхода траектории, близкой к центру) траектории близки к центру, а напряженность поля $E_{\text{ср}}$ близка к напряженности в средней особой точке, E_2 . В этом случае $E_{\text{пор}}^{(2)}$ и $E_{\text{пор}}^{(1)}$ совпадают. Для конечных образцов домен описывается траекторией, лежащей внутри области, ограниченной сепаратрисой. Среднее значение напряженности поля, вычисленное по этой траектории при j_0 , близком, но немного превышающем $j_{\text{кр}}$, и определяет $E_{\text{пор}}^{(2)}$ в таких образцах. С уменьшением длины образца $E_{\text{пор}}^{(2)}$ возрастает, а амплитуда домена уменьшается.

Для более сложных систем, например, для систем с рекомбинационной нелинейностью, в которых также возможно установившееся движение домена, основные качественные показатели, по-видимому, сохраняют силу, хотя точный количественный расчет в этих случаях затруднен. Действительно, когда размер домена мал по сравнению с длиной образца, средняя напряженность поля соответствует возрастающему участку v — a характеристики. Если такой домен устойчив, то возникновение доменов будет происходить в жестком режиме.

Возможно, что наблюдаемое в опытах на Ge с примесью золота несовпадение порога возбуждения доменов и максимума v — a характеристики [10] связано как раз с жестким режимом возбуждения колебаний.

Выражаю благодарность В. Л. Бонч-Бруевичу за обсуждение настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бонч-Бруевич В. Л., Коган Ш. М. «Физика твердого тела», 7, 23, 1965.
2. Neeks J. S., Woode A. D., Sandbank C. P. Radio and Electronic Engineer, 30, 377, 1965.
3. Cumber D. E., Chynoweth A. G. Trans. IEEE, ED, 13, 64, 1966.
4. Copeland J. A. J. Appl. Phys., 37, 3602, 1966.
5. Knight V. W., Peterson G. A. Phys. Rev., 155, 393, 1967.
6. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика твердого тела», 1, 239, 1967.
7. Елеонский В. М. ЖЭТФ, 53, 592, 1967.
8. Звягин И. П. «Физика твердого тела», 3, 33, 1969.
9. Butcher R. N., Fawcett W. Phys. Letters., 17, 216, 1965.
10. Курова И. А., Врана М., Берндт П. ФТП (в печати).

Поступила в редакцию
8.5 1968 г.

Кафедра
физики полупроводников

УДК 539.216.22 : 539

Г. П. ЖИГАЛЬСКИЙ

ШУМЫ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК НА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Использование пленок во многих системах с резонансными контурами, работающими на частотах десятков мегагерц и выше, требует исследования шумов переманичивания на довольно высоких частотах.