Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 3, стр. 182–185 *5 февраля 1974 г.*

ДИНАМИЧЕСКАЯ ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ (ОДП) В ОДНОРОДНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УСТОЙЧИВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

П.Е.Зильберман

Однородный полупроводник может иметь ОДП на отличной от нуля частоте и, тем не менее, оставаться устойчивым относительно любых флуктуаций.

Существование ОДП в неоднородных полупроводниках, устойчивых относительно электрических флуктуаций, давно и хорошо известный факт. Примерами могли бы служить туннельные диоды, лавинно-пролетные диоды и др. Известно также, что в однородных полупроводниках наличие статической ОДП приводит к нарастанию достаточно длинноволновых флуктуаций и, в конечном итоге, к разбиению образца на домены. Мы хотели бы обратить внимание на то, что в однородных полупроводниках в отсутствие статической ОДП из-за дисперсии дифференциальной проводимости $\sigma_d(\omega)$ в некотором диапазоне частот ω возможно появление динамической ОДП, то есть при $\sigma_d(0) > 0$ в интервале частот $0 < \omega_1 \leqslant \omega \leqslant \omega_2 < \infty$ может быть

$$\mathrm{Re}\,\sigma_d(\omega) < 0, \tag{1}$$

причем несмотря на (1), полупроводник остается устойчивым относительно флуктуаций на любых частотах и при любых длинах волн.

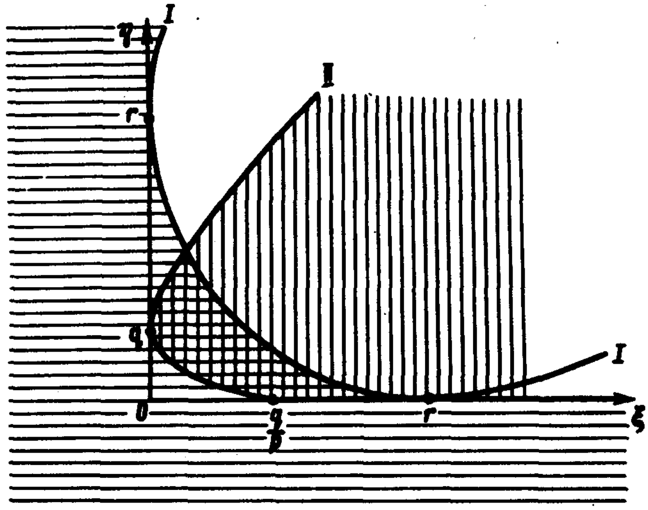
Такая возможность была нами подробно обоснована на примере однородного монополярного полупроводника с ловушками двух типов (1) и и (2) и зависящими от напряженности электрического поля E коэффициентами захвата $C_{1,2}(E)$ и вероятностями выброса $g_{1,2}(E)$. Решалась стандартная линеаризованная система уравнений кинетики рекомбинации, уравнения Пуассона и непрерывности и вычислялась дифференциальная проводимость $\sigma_d(\omega, K) = \delta j / \delta E$, учитывающая временную и пространственную дисперсию (δj и δE – вариации соответственно плотности тока j и поля E на частоте ω и для волнового числа K). В наиболее простом случае омических контактов на границах $X = 0$ и $X = L$ переменный электрический сигнал частоты ω, приложенный к образцу, возбуждает внутри образца лишь однородные колебания с волновым числом $K = 0$. Тогда импеданс $Z(\omega) = L\sigma_d^{-1}(\omega, K = 0) \equiv L\sigma_d^{-1}(\omega)$ и условие (1) эквивалентно $\mathrm{Re}Z(\omega) < 0$. Иными словами, ток и напряжение частоты ω сдвинуты по фазе на угол больший $\pi/2$, т. е. в среднем за период колебаний получается выигрыш в мощности. Подключение такого образца к колебательному контуру, настроенному на частоту ω, может привести к самовозбуждению колебаний. Понятно, что для реализации этой возможности полупроводник должен оставаться флуктуационно устойчивым и, например, не разбиваться на домены.

Для ответа на вопрос об устойчивости флуктуаций дисперсионное уравнение

$$\sigma_d(\omega, K) = 0 \tag{2}$$

решалось относительно ω при любых вещественных значениях K. Отыскивались такие параметры полупроводника, при которых а)на какой-либо вещественной частоте ω можно удовлетворить условию (1) и б)мнимая часть $\mathrm{Im}\,\omega$ комплексных корней уравнения (2) при любом вещественном K имеет знак, отвечающий затуханию флуктуаций с течением времени. Результаты этого рассмотрения удобно изобразить в плоскости переменных (ξ, η) – рисунок, где

$$\xi = \frac{[r_1^{-1}\sigma_{d1}(0) + r_2^{-1}\sigma_{d2}(0)]}{e n_0 \mu (r_1^{-1} + r_2^{-1})}, \qquad \eta = \frac{\sigma_d(0)}{e n_0 \mu}\, r. \qquad (3)$$



В (3) e – заряд электрона, n_0 – стационарная концентрация свободных электронов, μ – их подвижность, которая считается независящей от E, $\sigma_{d1}(0)$ – парциальная статическая дифференциальная проводимость, определяемая при условии, что в полупроводнике присутствуют только ловушки первого типа. Аналогично определяется и $\sigma_{d2}(0)$. Полная статическая дифференциальная проводимость $\sigma_d(0) \equiv \sigma_d(\omega = 0)$. Обратные времена рекомбинации $r_{1,2}^{-1} = r_{r1,2}^{-1} + r_{g1,2}^{-1}$, причем $r_{r1,2}^{-1} = C_{1,2}(E_0)(N_{1,2} - N_{1,2}^{-})$ – время захвата на ловушки первого (1) и второго (2) типа ($N_{1,2}$ – концентрации этих ловушек, $N_{1,2}^{-}$ – равновесные концентрации связанных электронов), $r_{g1,2}^{-1} = [g_{1,2}(E_0) + C_{1,2}(E_0) n_0]$ – времена выброса (E_0 – стационарное значение поля E). Параметры

$$p = \frac{(r_{g1}^{-1} + r_{g2}^{-1})}{(r_1^{-1} + r_2^{-1})} > 0, \quad q = \frac{(r_{g1} r_{g2})^{-1}}{(r_1^{-1} + r_2^{-1})^2} > 0,$$

$$r = \frac{[(r_{g1} r_{g2})^{-1} + (r_{g1} r_{r2})^{-1} + (r_{g2} r_{r1})^{-1}]}{(r_1^{-1} + r_2^{-1})^2} > 0. \qquad (4)$$

Из определений (4) вытекает

$$p^2 \geqslant 4q, \qquad r \geqslant q, \qquad r \geqslant \frac{q}{p} . \tag{5}$$

При получении кривых на рисунке делались упрощающие предположения $\tau_M << \tau_{1,2}$, $Dk << \mu E_0$, $D/(\mu E_0)^2 \tau_M << 1$, где τ_M – максвелловское время релаксации, D – коэффициент диффузии. Последние два усиленных неравенства равносильны пренебрежению током диффузии. Диффузия не может оказать влияния на условие (1), которое формулируется при $K = 0$. Что же касается условий устойчивости, то диффузия может лишь облегчить выполнение этих условий. Считается, кроме того, что термоэлектрический ток горячих электронов не превосходит тока диффузия. Условие этого $D/(\mu E_0)^2 \tau_e > 1$, τ_e – время релаксации энергии.

На рисунке уравнение параболы I имеет вид

$$(\eta - \xi + r)^2 - 4r\eta = 0, \tag{6}$$

а уравнение параболы II—

$$(\eta - q)^2 - 2p\xi(\eta + q) + p^2\xi^2 = 0. \tag{7}$$

Параболы I и II целиком лежат в правом верхнем квадрате; парабола I касается осей η и ξ соответственно в точках ($\eta = r$, $\xi = 0$) и ($\eta = 0$, $\xi = r$), а парабола II касается тех же осей в точках ($\eta = q$, $\xi = 0$) и ($\eta = 0$, $\xi = q/p$). Относительное расположение этих парабол на рисунке учитывает неравенства (5). Динамическая ОДП может существовать только в точках плоскости (ξ, η), лежащих вне параболы I – область горизонтальной штриховки. Устойчивость при любых значениях волнового числа K обеспечена только для точек внутри области, ограниченной параболой II и отрезком оси ξ правее точки $\xi = q/p$ – область вертикальной штриховки. Видно из рисунка, что названные две области всегда пересекаются. Следовательно, всегда существует участок в плоскости параметров (ξ, η), где возможность динамической ОДП сочетается с устойчивостью полупроводника относительно любых флуктуаций. Этот участок на рисунке имеет двойную штриховку. Можно заключить из определений (3) и (4) и из рисунка, что область двойной штриховки будет шире, а значит легче будет экспериментальное обнаружение эффекта, если параметр q не слишком мал по сравнению с параметром r. Практически этого можно достичь максимально уменьшая времена выброса τ_{g1} и τ_{g2} за счет использования соответствующей подсветки. Кроме того, для получения эффекта нужны такие ловушки, которые приводят к сублинейной статической вольт-амперной характеристике ($\sigma_d(0) < en_0\mu$).

Было проведено также вычисление импеданса $Z(\omega)$ полупроводника с ловушками двух типов, но с антизапорными контактами на торцах. Оказалось, что и при таких контактах, можно получить одновременно $\mathrm{Re}Z(\omega) < 0$ и устойчивость относительно флуктуаций. Рассматривалась еще и другая система – полупроводник с инерционно греющимися электронами и с примесями в условиях близких к пробою. Для этой системы также удалось обосновать возможность динамической ОДП в сочетании с флуктуационной устойчивостью. Подчеркнем, что этот эффект исчезает, если в первом нашем примере убрать ловушки одного типа, а во втором примере убрать примесь или сделать разогрев безинерционным. Таким образом, речь идет об эффекте, характерном для систем, релаксация которых к равновесию описывается не одним, а, по крайней мере, двумя различными временами. В наших примерах это были либо различные времена рекомбинаций на ловушки двух типов, либо время релаксации энергии и время пробоя.

Возможность динамической ОДП в однородных полупроводниках изучалась в работе [1]. Однако, рассмотренный нами подробно механизм динамической ОДП в монополярных полупроводниках с ловушками двух типов в [1] не обсуждался. Кроме того, и это главное, в данной статье по-видимому, впервые указано на возможность динамической ОДП в полупроводниках, устойчивых относительно флуктуаций.

Автор глубоко благодарен М.С.Кагану и С.Г.Калашникову за постоянный интерес к работе и обсуждения, а также В.Л.Бонч-Бруевичу за обсуждения.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 декабря 1973 г.

Литература

[1] J.C.McGroddy, P.Gueret. Solid State Electronics, 14, 1219, 1971.