

06.2
©1994

ДЛИННОВОЛНОВАЯ ПОПЕРЕЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ УДАРНО-ИОНИЗАЦИОННЫХ ВОЛН В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ

А.М.Минарский, П.Б.Родин

Возбуждение волны ударной ионизации, фронт которой движется через базу диода со скоростью, в несколько раз превышающей дрейфовую скорость носителей, представляет собой наиболее быстрый из известных на сегодняшний день механизмов переключения диодной структуры. В то время как одномерные представления о распространении волн ионизации были развиты применительно к TRAPATT-диодам [1] в конце 60-х годов, вопрос о поперечной устойчивости стал обсуждаться только после того, как была открыта возможность возбуждения быстрых фронтов в кремниевых p^+np^+ структурах большой площади [2] и применения данного метода переключения для субнаносекундной коммутации мегаваттных импульсных нагрузок [3] и лазерной генерации [4]. В рабочих режимах переключение кремниевых диодных обострителей происходит, по-видимому, на большей части площади структуры [3,5], однако имеются трудности в объяснении малого времени переключения в рамках одномерной модели [6]. Сверхбыстрое переключение GaAs-диодов в зависимости от условий эксперимента может быть как однородным по площади [4], так и осуществляться по локальным каналам [7]. На настоящий момент сформулированы лишь некоторые эмпирические критерии надежности [3,8], прямая связь которых с поперечной устойчивостью процесса не установлена.

Предметом настоящего сообщения является теоретический анализ поперечной устойчивости плоского фронта ионизации.

В качестве исходного состояния рассмотрим ударно-ионизационную волну, однородно возбужденную на всей площади p^+nn^+ структуры. Будем считать, что сильнополевая область полностью перекрывает толщину n -базы W , коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок одинаковы и зависят от поля пороговым образом $\alpha(E) = \alpha_0$ при $E \geq E_a$, $\alpha(E) = 0$ при $E < E_a$, при $E > E_s$ носители двигаются с насыщенной скоростью v_s , полный ток

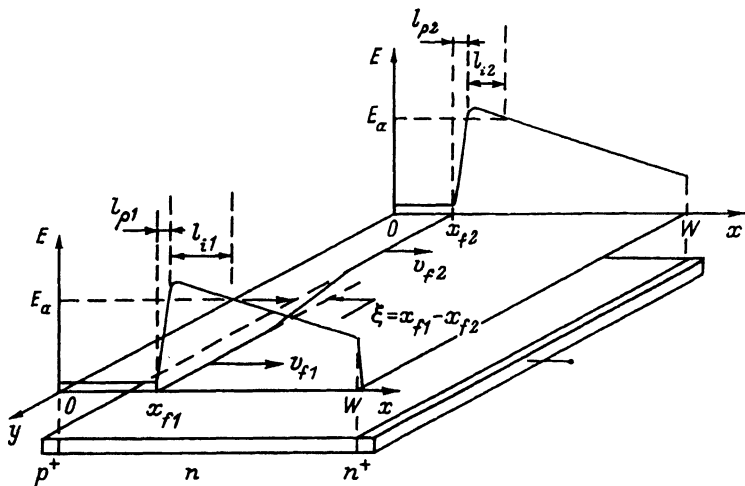


Схема продольных профилей поля $E(x, t)$ в удано-ионизационной волне при наличии поперечного возмущения координаты фронта.

I_0 фиксирован. Из теории автомодельного распространения TRAPATT-волны [1] вытекают следующие соотношения между плотностью тока j , скоростью фронта v_f , размером области ионизации l_i и размером l_ρ области, в которой локализован связанный с фронтом объемный заряд (см. рисунок):

$$J = qN_d v_f, \quad l_f \sim j \operatorname{supln}(j), \quad l_\rho \sim (\operatorname{supln}(j))^{-1}. \quad (1)$$

Здесь N_d — концентрация доноров в n -базе, q — заряд электрона, квазилогарифмическая зависимость $g(j)$, определяемая уравнением $\exp(g) = jg$, обозначена как $g = \operatorname{supln}(j)$.

Концентрация плазмы за фронтом волны N может быть оценена из условия равенства максвелловского времени в плазме τ_M и обратной частоты ионизации $\alpha_0 v_s$ [9]. При этом τ_M и время пробега фронтом своей длины связаны соотношением

$$\tau_M \ln \frac{N}{n_0} \approx \frac{l_i}{v_f}, \quad N \equiv \frac{q\mu}{\alpha_0 v_s}, \quad (2)$$

где n_0 — концентрация носителей перед фронтом. Логарифм в выражении (2) представляет собой большую величину $\ln(N/n_0) \approx 20$, что позволяет считать трансформацию профиля $E(x, t)$ при изменении тока быстрой по отношению к перемещению фронта и оправдывает применение соотношений (1) при изменении плотности тока во времени.

Рассмотрим поперечное возмущение координаты фронта x_f , характерная длина которого λ значительно превосходит толщину структуры W . Такое возмущение не приводит к искривлению поля перед фронтом, в силу чего отсутствует эффект усиления поля на неоднородности, аналогичный эффекту усиления поля у головки стримера [9]. Взаимодействие между сечениями структуры имеет место только через внешнюю цепь. Будем считать, что на половине площади прибора фронт отстал на величину $\xi = x_{f1} - x_{f2}$ (см. рисунок). Напряжения в опережающей и отставшей частях U_1 и U_2 одинаковы, в силу чего профиль поля $E_2(x)$ в отставшей части не может повторять профиль $E_1(x)$ с точностью до сдвига; в отставшей части размер фронта уменьшается на величину

$$\Delta l_f \equiv l_{f1} - l_{f2} = \xi \cdot E(W, t) / (E_a - E(W, t)).$$

Так как более узкая область ионизации отвечает меньшей скорости фронта, в дальнейшем отставание будет нарастать по закону

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{\xi}{\tau(t)}, \quad \tau(t) \equiv \frac{l_i}{v_f} \frac{E_a - E(W, t)}{2E(W, t)}. \quad (3)$$

При выводе мы пренебрегли квазилогарифмическими составляющими в зависимостях (1) и падением напряжения на плазме.

После выполнения условия $\xi > l_i$ поле в отставшей части волны опустится ниже порога ионизации E_a и отставший участок остановится. После этого весь ток протекает через движущийся участок фронта, скорость которого превосходит скорость однородного фронта во столько раз, во сколько его площадь меньше площади прибора.

При $E(W) \approx E_a/3$ характерное время развития неустойчивости $\tau(t)$ совпадает со временем перемещения фронта на свою длину l_i . В случае $E_a \approx E(W)$, отвечающему низкому уровню легирования n -базы и, следовательно, большим скоростям фронта v_f , время нарастания флуктуации мало и определяется максвелловским временем в плазме τ_M .

При $E(W) \ll E_a$ время τ велико и плоский фронт должен быть классифицирован как устойчивый. Данный вывод находится в согласии с эмпирическим критерием надежности диодных обострителей $W > [2\epsilon\epsilon_0 U / q N_d]^{1/2}$, требующим наличия в n -базе нейтральной области в момент запуска волны [3,8]. Однако соответствующее "квазитреугольное"

распределение поля $E(x)$ выходит за рамки принятых допущений. Коррктное рассмотрение требует учета процессов, связанных с проникновением поля в необедненную область n -базы при движении волны.

Расслоение плоского фронта влечет за собой формирование локальных каналов переключения. Тенденция к уменьшению суммарной площади каналов, увеличению плотности тока и скорости движения фронта сохраняется до тех пор, пока выполняется условие длинноволновости возмущения. В дальнейшем поперечный размер канала ограничен ударной ионизацией на его боковой границе. С учетом соотношения $U \sim E_a(W - x_f)/2$ минимальный радиус канала может быть оценен как

$$r_{\min} \sim U/E_a \sim (W - x_f) \sim W. \quad (4)$$

Максимальный ток в канале ограничен проводимостью плазмы за фронтом волны и не превосходит величины

$$j_{\max} \sim (qv_s N_s)(U/E_a)^2. \quad (5)$$

Число каналов переключения определится полным током $Z = I_0/j_{\max}$.

Переключение GaAs диодной структуры по локальным каналам наблюдалось в [7]; диаметр каналов составлял 10–50 мкм, средний приходящийся на канал ток лежал в интервале 0.5–2 А. Оценки (4, 5) дают значения 20–40 мкм 1 А соответственно. Критерий $W > [2\epsilon\epsilon_0 U/qN_d]^{1/2}$ для большинства исследованных в [7] режимов не был выполнен.

Так как поперечный размер канала сравним с W усиление поля вследствие кривизны фронта незначительно. В силу этого стримерный механизм [9] не может играть главную роль в его распространении. Канал локального переключения следует скорее интерпретировать как сравнительно плоский участок ударно-ионизационной волны.

Рассмотренный механизм неустойчивости фронта ионизации, обусловленный зависимостью профиля в волне и ее скорости от положения фронта, имеет место и при произвольном режиме во внешней цепи. Особенностью режимов, близких к режиму заданного напряжения, является отсутствие остановки отставшей части фронта. Устойчивость волны к поперечным возмущениям оказывается тем большей, чем меньше внешняя нагрузка. Полный анализ взаимодействия возмущения с внешней цепью станет предметом следующего сообщения.

Авторы благодарят И.В.Грехова за поддержку и полезные замечания и М.Е.Левинштейна за многочисленные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Deloach B.C., Scharfetter D.L.* // IEEE Trans. on Electron Dev. 1970.V. 20. N 1. P. 9-21.
- [2] *Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 950-953.
- [3] *Тучкевич В.М., Грехов И.В.* Новые методы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л., 1988.
- [4] *Грехов И.В., Ефанов В.М.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 17. С. 9-14.
- [5] *Грехов И.В., Ефанов В.М.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 23. С. 2121-2124.
- [6] *Биленко Ю.Д., Левинштейн М.Е., Пнова М.В., Юферев В.С.* // ФТП. 1983. Т. 17. В. 10. С. 1812-1816.
- [7] *Вайнштейн С.Н., Жиляв Ю.В., Левинштейн М.Е.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 14. В. 16. С. 1526-1530.
- [8] *Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф., Костина Л.С., Шендерей С.В.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 8. С. 1709-1711.
- [9] *Дьяконов М.И., Кочаровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 5. С. 1850-1859.

Физико-технический
институт им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
13 апреля 1994 г.