

## О Понижении порога ВРМБ в полупроводниках типа $A^{III}B^V$

Л. М. Горбунов

УДК 535.375

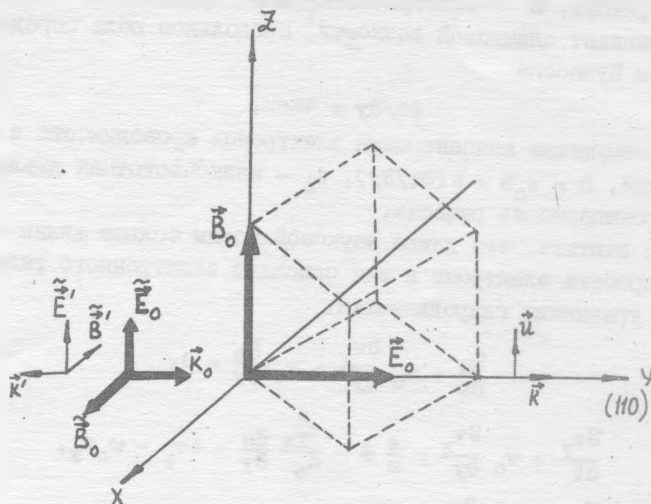
Показано, что в узкозонных полупроводниках порог ВРМБ можно понизить с помощью электроакустического эффекта, пропуская постоянный ток поперек магнитного поля.

I. Наблюдение параметрических неустойчивостей в полупроводниковой плазме позволит исследовать многие линейные и нелинейные характеристики полупроводника, а также может явиться основой для создания новых генераторов и преобразователей излучения. Однако пороговые поля для этих неустойчивостей по оценкам ряда работ /1-8/ оказываются достаточно высокими и составляют  $10^4 - 10^6$  В/см в оптическом диапазоне частот. Без существенных изменений в свойствах полупроводников такие поля можно создать лишь в течение коротких промежутков времени, что затрудняет наблюдение параметрических неустойчивостей.

Один из способов уменьшения пороговых полей для параметрических неустойчивостей распадного типа  $(t \rightarrow t^* + s)$ , приводящих к ВРМБ, был предложен в работе /9/ и обсуждался в работах /10, 11/. Этот способ связан с уменьшением затухания звуковых волн при протекании постоянного тока из-за электроакустического эффекта /12-15/. Для полупроводников с широкой запрещенной зоной (например, для CdS) такой способ позволяет существенно понизить порог ВРМБ без изменения свойств полупроводника. В отличие от этого, для полупроводников с узкой запрещенной зоной, к числу которых относятся многие полупроводники типа  $A^{III}B^V$  (InSb, InP, InAs), требуемое уменьшение затухания звука достигается при постоянных электрических полях, превышающих порог ударной ионизации. Для таких полупроводников, однако, электроакустический

эффект существенно увеличивается при протекании тока поперек магнитного поля /12-15/. И это дает возможность, как будет показано ниже, понизить порог ВРМБ.

2. Будем считать, что магнитное поле  $\vec{B}_0$  ориентировано вдоль оси OZ (см. рис. 1), а постоянное электрическое поле  $\vec{E}_0$  вдоль оси OY, совпадающей с осью (110). Примем, что волна накачки с



Р и с. 1. Ориентация постоянных и переменных электрических и магнитных полей относительно кристаллографических осей

частотой  $\omega_0$  распространяется вдоль оси OY и электрическое поле в волне  $\vec{E}_0$  направлено по оси OZ. Рассмотрим рассеяние в оптическом резонаторе /16/ только в направлении оси OY на поперечной звуковой волне, для которой электроакустический эффект максимален. Вектор деформации вдоль оси OZ ( $\vec{u} = (0, 0, u)$ ) определяется уравнением:

$$\rho \partial^2 u / \partial t^2 = \partial T / \partial y, \quad (1)$$

где  $\rho$  - плотность,  $T = T_{zy}$  - соответствующая компонента тензора натяжений, связанная в линейном приближении с упругими, вязкими, электростатическими и стрикционными силами соотношением /9/:

$$T = \lambda(\partial u / \partial y) - \beta E + 2a\bar{\epsilon}_0 \tilde{E}' + \eta(\partial u / \partial t), \quad (2)$$

где  $\lambda$  - коэффициент упругости,  $\beta$  - пьезоэлектрическая постоянная,  $E$  - продольное электрическое поле,  $a$  - коэффициент электрострикции,  $\tilde{E}'$  - электрическое поле рассеянной волны,  $\eta$  - коэффициент сдвиговой вязкости. Продольное поле определяется уравнением Пуассона

$$\partial D / \partial y = 4\pi en, \quad (3)$$

где  $n$  - возмущение концентрации электронов проводимости в звуковой волне,  $D = \epsilon_0 E + \beta(\partial u / \partial y)$ ,  $\epsilon_0$  - низкочастотная диэлектрическая проницаемость решетки.

Будем считать, что длина звуковой волны больше длины свободного пробега электрона и для описания электронного газа используем уравнения гидродинамики:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + n_0 \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_0 \frac{\partial n}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{e}{m} E - \frac{v_{Te}^2}{n_0} \frac{\partial n}{\partial y} - \gamma v_y - \omega_c v_x, \quad (5)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_x}{\partial y} = -\gamma v_x + \omega_c v_y,$$

где  $v_{Te} = (T/m^*)^{1/2}$  - тепловая скорость электронов,  $n_0$  - невозмущенная концентрация электронов проводимости,  $v_0 = eE/m^*\gamma \times [1 + (\omega_c/\gamma)^2]$  - скорость дрейфа носителей в постоянном электрическом поле,  $m^*$ ,  $\gamma$  - соответственно эффективная масса и частота столкновений электронов,  $\omega_c = eE_0/m^*c$  - циклотронная частота. Поле рассеянной волны определяется из уравнения Максвелла

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}'}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{D}'}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \tilde{J}'}{\partial t}, \quad (6)$$

где  $\tilde{D}' = \epsilon_\infty \tilde{E}' - a\bar{\epsilon}_0(\partial u / \partial y)$ ;  $\epsilon_\infty$  - диэлектрическая проницаемость на высокой частоте,  $\tilde{J}' = e(n_0 \tilde{v} + n \tilde{v}_0)$ ,  $\tilde{v}_0$  и  $\tilde{v}$  - соответственно скорости осцилляций электронов в поле волны накачки и в поле рассеянной волны, причем величина  $\tilde{v}$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} = -\gamma \tilde{v} + \frac{e}{m} \tilde{E}'. \quad (7)$$

Из системы уравнений (I)-(7) следует дисперсионное уравнение, определяющее связь частоты  $\omega$  и волнового числа  $k$  для низкочастотных возмущений в пьезополупроводнике:

$$\omega^2 - k^2 v_s^2 + i \frac{k^2 \omega}{\rho} \eta - \frac{\beta^2 k^2}{\epsilon_0 \rho (1 + \delta \epsilon_e(\omega, k) / \epsilon_0)} =$$

$$= \frac{k^2 a^2 E_0^2}{2\rho} \left( \frac{1}{\epsilon_- + \delta \epsilon_e(\omega_+) - c^2 k_+^2 / \omega_+^2} + \frac{1}{\epsilon_+ + \delta \epsilon_e(\omega_-) - c^2 k_-^2 / \omega_-^2} \right), \quad (8)$$

где  $v_s = (\lambda/\rho)^{1/2}$  - скорость звука,  $k_{\pm} = k \pm k_0$ ,  $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_0$ ,  $E_0$  - амплитуда поля волны накачки

$$\delta \epsilon_e(\omega_{\pm}) = - \frac{\omega_p^2}{\omega_{\pm}(\omega_{\pm} + i\nu)},$$

$$\delta \epsilon_e(\omega, k) = - \frac{\omega_p^2}{(\omega - kv_0)(\omega - kv_0 + i\nu) - k^2 v_{Te}^2 - \omega_c^2 (\omega - kv_0) / (\omega - kv_0 + i\nu)}$$

$\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m^*)^{1/2}$  - плазменная частота.

3. Из решения уравнения (8) следует, что пороговая амплитуда волны накачки определяется равенством

$$a^2 E_{0, \text{пор}}^2 / 4\rho v_s^2 = \epsilon'' \gamma_s / \omega_s, \quad (9)$$

где величина  $\epsilon'' = \text{Im}(\epsilon_{\infty} + \delta \epsilon(\omega - \omega_0))$  характеризует затухание рассеянных волн, а величина  $\gamma_s$  определяет затухание звуковых волн и при выполнении неравенств  $\nu > \omega_s / |\delta|$ ;  $v_{Te} \omega_s / v_s$  имеет вид:

$$\gamma_s = \Gamma_s + \frac{k^2}{2} \frac{(\omega_s^2 / \omega_R) \delta (1 + \omega_c^2 / \nu^2)}{(\omega_s^2 / \omega_R^2) \delta^2 (1 + \omega_c^2 / \nu^2)^2 + (1 + \omega_s^2 / \omega_R \omega_D^2)^2}, \quad (10)$$

где  $\Gamma_s = \omega_s^2 \eta / 2\rho v_s^2$   $\equiv$ ,  $k^2 = \beta^2 / \epsilon_0 \rho v_s^2$  - постоянная электромагнитной связи,  $\omega_R = \omega_p^2 / \epsilon_0 \nu$  - максвелловская частота релаксации,  $\omega_D = (v_s^2 / v_{Te}^2) \nu$  - частота диффузии,  $\delta = 1 - v_0 / v_s$ ,  $\omega_s \approx 2k_0 v_s$ ,  $(1/\omega_D^2) = (1/\omega_D) + (\delta \omega_c^2 / \nu^2)(1 - \delta \nu^2 / \omega_c^2)$ .

$\equiv$ ) Следует отметить, что в экспериментах (см. /Г7-20/) зависимость  $\Gamma_s \sim \omega_s^2$  при достаточно больших значениях  $\omega_s$  нарушается, хотя и не очень сильно.

Согласно формуле (10), уменьшение  $\gamma_s$  возникает при сверхзвуковом дрейфе электронов ( $\delta < 0$ ). Чтобы при этом электроакустическая неустойчивость не мешала наблюдению ВРМБ, необходимо выполнение неравенства  $\gamma_s > 0$ , что дает, согласно (10):

$$\frac{\eta}{\rho v_s^2} > K^2 \frac{|b|}{\omega_R} \left( 1 + \frac{\omega_c^2}{\nu^2} \right). \quad (11)$$

4. Рассмотрим в качестве примера ВРМБ  $\text{CO}_2$ -лазера ( $\omega_c = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ ) в  $n\text{-InSb}$  при 77 К. Используя данные:  $v_s = 2,3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$  /14/,  $\epsilon_\infty = 15,7$  /21/, получаем  $\omega_s = 1,1 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Данные по поглощению света /21/ дают  $\epsilon'' = 4 \cdot 10^{-4}$ , а затухание поперечных звуковых волн, согласно /19/, равно  $\Gamma_s \approx 2,3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Величина  $a$  в формуле (9) связана с фотоупругой постоянной  $p$  соотношением  $a = p \epsilon_\infty^2$  и согласно /22/ равна  $a \approx 24$ . В результате из формулы (9) для величины порогового поля ( $\rho = 5,9 \text{ г/см}^3$  /22/) без каких-либо внешних постоянных полей получаем  $E_0 \approx 4,2 \cdot 10^3 \text{ В/см}$  ( $q = 5 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$ ).

Для того, чтобы существенно снизить пороговое поле ВРМБ, нужно добиться выполнения неравенства  $\gamma_s \ll \Gamma_s$ . Из приведенного выше значения  $\Gamma_s$  следует  $\eta = 1,16 \cdot 10^{-2} \text{ г/см} \cdot \text{с}$ . Гидродинамическое рассмотрение электронов справедливо при  $\nu \geq 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ , и мы примем, что  $\nu = 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Тогда  $\omega_D = 5,3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  ( $v_{Te} \approx 10^7 \text{ см/с}$ ). Рассмотрим образец с концентрацией  $n_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (при этом  $\omega_p = 6,4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_R = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ). Электроакустическая постоянная для  $n\text{-InSb}$  равна  $K^2 = 10^{-3}$  /14,23/.

В отсутствие магнитного поля ( $\omega_c = 0$ ) из условия  $\gamma_s \ll \Gamma_s$  следует, что существенное понижение порога ВРМБ возникает при  $|b| \approx 84$ , что соответствует напряженности поля  $E_0 \approx 140 \text{ В/см}$  и  $v_0 \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ . Таким образом, без магнитного поля снижения порога ВРМБ можно достичь только при полях, близких к порогу ударной ионизации /24/.

Рассмотрим случай с магнитным полем. Положим  $H = 2 \text{ кЭ}$ , что соответствует  $\omega_c = 2,7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  и  $\omega_c/\nu = 2,7$ . В этом случае снижение порога ВРМБ достигается при  $|b| \approx 10$ , причем скорость дрейфа электронов существенно меньше ( $v_0 \approx 2,3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ ). Из экспериментов (см. /12-15/) известно, что в этом случае ударная

ионизация не возникает. Заметим, что условие (II) не позволяет сделать величину  $\gamma_s$  сколь угодно малой и приводит к ограничению на величину порогового поля

$$E_{0, \text{пор}}^2 > \frac{2\omega_s \varepsilon^{\eta}}{a^2} \xi \frac{2 + \xi}{(1 + \xi)^2}, \quad (12)$$

где  $\xi = \omega_s^2 / \omega_R \omega_D$ . Для рассмотренных нами параметров неравенство (12) выполняется при  $E_{0, \text{пор}} > 400$  В/см ( $q = 4,2 \cdot 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>).

Таким образом, прикладывая к образцам полупроводников с высокой подвижностью (типа InSb) относительно слабые постоянные электрические и магнитные поля, можно надеяться на существенное снижение порога ВРМБ.

Поступила в редакцию  
5 февраля 1980 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. N. Tzoar, Phys. Rev., 164, 518 (1967).
2. Н. Л. Цинцадзе, В. С. Паверман, ФТТ, 14, 3427 (1972).
3. P. K. Kaw, Journ. Appl. Phys., 44, 1497 (1973).
4. Я. И. Кищенко, Н. Я. Коцаренко, ЖТФ, 18, 3295 (1976).
5. В. А. Росляков, А. Н. Старостин, ЖЭТФ, 73, 1747 (1977).
6. Vo Hong Anh, Nguen Van Tang, Phys. Stat. Sol. (b), 83, 395 (1977).
7. Э. М. Эпштейн, ФТП, 10, 1164 (1976); 14, 1192 (1979).
8. М. В. Вязовский, В. А. Яковлев, ФТП, 10, 2208 (1976); 11, 809 (1977).
9. R. L. Gordon, Journ. Appl. Phys., 39, 306 (1968).
10. D. G. Carlson, IEEE Journal, QE-5, 300 (1969).
11. J. E. Economon, H. M. Spector, Bull. Am. Phys. Soc., 23, 392 (1978).
12. В. И. Пустовойт, УФН, 97, 257 (1969).
13. М. Стил, Б. Вираль. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. Атомиздат, М., 1973 г.
14. Ю. К. Пожела. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. Изд. "Наука", М., 1977 г.
15. Дж. Такер, В. Рэмington. Гиперзвук в физике твердого тела.

Изд. "Мир", М., 1975 г.

16. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, УФН, 98, 441 (1969).
17. D. G. Carlson, E. Mosekilde, J. M. Woodall, J. Appl. Phys., 42, 925 (1971).
18. Ю. В. Илисовский, Л. А. Кулакова, ФТТ, 15, 286 (1973).
19. С. Н. Иванов, Г. Д. Монсфелд, Е. Н. Хазанов, ФТТ, 15, 317 (1973).
20. J. Hasson, A. Maqu, Phys. Rev. Lett., 35, 792 (1975).
21. О. Моделунг. Физика полупроводниковых соединений элементов Ш и У групп. Изд. "Мир", М., 1967 г.
22. Таблицы физических величин, под. ред. И. К. Кикоина, Атомиздат, М., 1976 г.
23. T. Jshii, J. Phys. Soc. Japan, 42, 505 (1977).
24. Л. И. Кац, А. А. Сафонов, А. Ю. Сомов, ФТТ, 19, 1837 (1977).