

06.2;09

Влияние концентрации электронов в пленке арсенида галлия на граничную частоту усиления волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах

© А.И. Михайлов, С.А. Сергеев

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию 16 июня 1998 г.

Проведен теоретический расчет граничной частоты усиления волн пространственного заряда в тонкопленочной полупроводниковой структуре на основе n -GaAs с учетом зависимости дрейфовой скорости и дифференциальной подвижности электронов от концентрации электронов. Показано, что на зависимости граничной частоты от концентрации электронов в пленке имеется максимум, свидетельствующий о существовании оптимального уровня легирования пленки для создания наиболее высокочастотных функциональных устройств, работающих на волнах пространственного заряда в n -GaAs.

Тонкопленочные полупроводниковые структуры (ТПС) с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), обусловленной междолинными электронными переходами в сильных электрических полях в таких полупроводниках, как n -GaAs и n -InP, представляют большой практический интерес благодаря тому, что они являются основой устройств на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в полупроводниках. Указанные устройства обладают широкими функциональными возможностями [1], которые аналогичны функциональным возможностям акустоэлектронных устройств, но в отличие от последних могут эффективно работать на частотах вплоть до миллиметрового диапазона.

При практическом конструировании функциональных устройств на ВПЗ в полупроводниках на рабочие частоты, близкие к граничной частоте f_c усиливаемых ВПЗ, особое значение имеет выбор оптимальных электрофизических параметров и характеристик активного слоя

ТПС-полупроводниковой пленки n -GaAs или n -InP. К таким электрофизическим параметрам прежде всего относится концентрация электронов n_0 , определяемая уровнем легирования полупроводника. В работе [2] теоретически установлено, что с ростом n_0 граничная частота f_C растет и для ТПС на n -GaAs при $n_0 = (2-5) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ достигает максимального значения, а сама зависимость f_C от n_0 при этом выходит на участок насыщения. Очевидно, что с ростом n_0 дрейфовая скорость v_0 и модуль дифференциальной подвижности электронов μ_d должны уменьшаться вследствие интенсификации рассеяния электронов на ионизованных примесях и межэлектронного рассеяния. Известные экспериментальные и теоретические данные подтверждают это [4-7]. Однако в работе [2] при определении f_C зависимости v_0 и μ_d от концентрации электронов n_0 не учитывались, хотя при анализе полученных результатов все же отмечалось, что их учет может привести к появлению максимума на зависимости f_C от n_0 вместо полученного в [2] участка насыщения.

В данной работе приводятся результаты теоретического исследования влияния концентрации электронов n_0 в пленке n -GaAs на граничную частоту усиления ВПЗ в ТПС с ОДП с учетом зависимости дрейфовой скорости электронов v_0 и дифференциальной подвижности μ_d от n_0 .

Для теоретического анализа воспользуемся моделью, подробно описанной в [2], и поэтому лишь кратко напомним ее основные положения. Рассматривается ТПС с сильной асимметрией [3]: диэлектрическая проницаемость слоя изолятора, на котором выращена пленка n -GaAs (в реальных ТПС подложкой является полуизолирующий слой n -GaAs), значительно превосходит диэлектрическую проницаемость изолятора, с которым граничит пленка другой своей поверхностью (реально это воздух). При этом используется получившая наибольшее распространение модель жесткой границы потока носителей заряда, совпадающей с реальной физической границей пленки полупроводника. Если в пленке создано сильное статическое электрическое поле, параллельное плоскости пленки, напряженность которого E_0 соответствует падающему участку на зависимости v_0 от E_0 для n -GaAs, то в пленке могут быть возбуждены и будут распространяться с усилением или затуханием (в зависимости от частоты) квазистатические ВПЗ. Определение постоянной распространения ВПЗ и граничной частоты их усиления проводилось путем решения дисперсионного уравнения для ТПС опи-

санного типа. Метод решения и алгоритм подробно изложены в [2,3]. В отличие от [2] в расчетах учитывались зависимости v_0 и μ_d от n_0 в виде аналитических аппроксимаций, полученных с использованием экспериментальных и теоретических данных из работ [4,5], а также известных монографий [6,7]. Величины μ_d определялись по приведенным в [4–7] статическим зависимостям v_0 от E_0 для $E_0 = 5.5 \text{ kV/cm}$ и, следовательно, в качестве μ_d берется низкочастотная дифференциальная подвижность. То есть в отличие от [2] в данной работе не учитывалась частотная дисперсия μ_d , чтобы исследовать влияние именно концентрации электронов на f_c . Кроме того, отметим, что значения μ_d и v_0 для малых n_0 , использованные в данной работе, незначительно отличаются от использованных в [2], поскольку конкретные характеристики n -GaAs были взяты по данным других работ, содержащих необходимые для исследования зависимости от n_0 . Все остальные параметры n -GaAs были такими же, как и в работе [2].

На рис. 1 данные из [4–7] изображены точками (I — по данным работ [4,6], 2 — по данным работ [5,7]), а аппроксимирующие зависимости — кривыми. Полученные аналитические выражения, соответствующие зависимостям v_0 и μ_d от n_0 , изображенным на рис. 1, имеют следующий вид:

$$v_0 = a_0 + a_1(\lg n_0) + a_2(\lg n_0)^2 + a_3(\lg n_0)^3, \quad (1)$$

$$\mu_d = b_0 + b_1(\lg n_0) + b_2(\lg n_0)^2, \quad (2)$$

где v_0 в m/s , μ_d в $\text{m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, n_0 в m^{-3} , а $a_0, a_1, a_2, a_3, b_0, b_1, b_2$ — параметры соответствующих аппроксимаций: $a_0 = -1.9328 \cdot 10^{-6}$, $a_1 = 1.9946 \cdot 10^5$, $a_2 = -4164$, $a_3 = -23.872$, $b_0 = 5.4971$, $b_1 = -0.5662$, $b_2 = 0.01406$.

В ходе расчетов контролировалось выполнение условия

$$n_0 d = \frac{v_0}{v_{00}} \cdot \frac{\mu_{d0}}{\mu_d} \cdot 2 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}, \quad (3)$$

где d — толщина пленки n -GaAs, а $v_{00} = 2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ и $\mu_{d0} = -0.2 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ — значения дрейфовой скорости и дифференциальной подвижности электронов в поле $E_0 = 5.5 \text{ kV/cm}$ и при концентрации электронов в пленке $n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Условие (3) призвано обеспечивать электрическую устойчивость ТПС, что продиктовано необходимостью предотвратить возникновение абсолютной неустойчивости — недопустимого для устройств на ВПЗ режима, проявляющегося

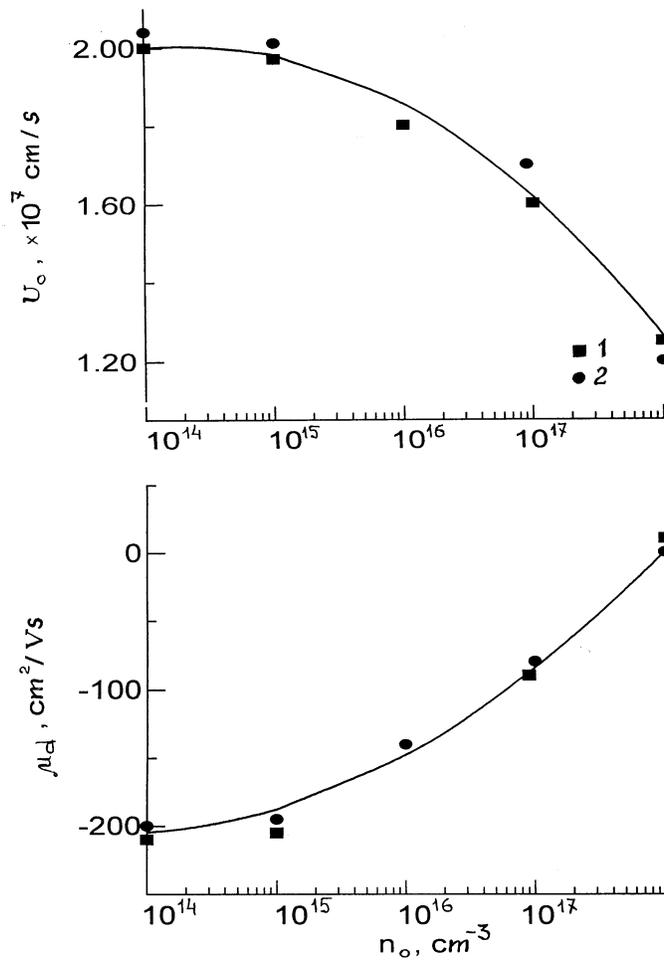


Рис. 1.

в образовании бегущих ганновских доменов. Использованный в данной работе критерий устойчивости (3) отличается от соответствующего критерия из работы [2] наличием множителя $(v_0/v_{00}) \cdot (\mu_{d0}/\mu_d)$. Данный множитель введен в критерий устойчивости, чтобы учесть изменение v_0 и μ_d при изменении n_0 .

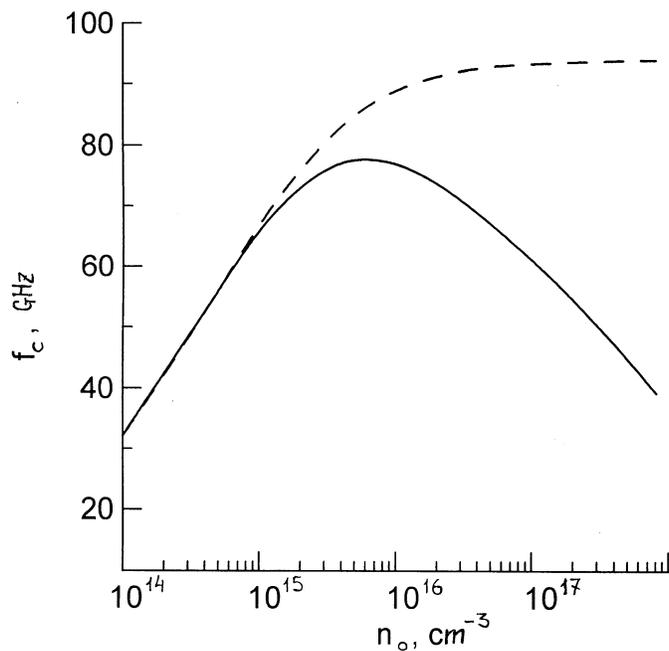


Рис. 2.

Результаты расчетов граничной частоты f_c для основной тригонометрической моды ВПЗ приведены на рис. 2. Пунктирной кривой изображена зависимость f_c от n_0 , полученная без учета зависимостей v_0 и μ_d от n_0 , а сплошной кривой — такая же зависимость с их учетом. Как видно, вид пунктирной кривой совпадает с видом соответствующей зависимости из [2], а на сплошной кривой при n_0 , приблизительно равном $(5 - 6) \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$, наблюдается максимум, что подтверждает сделанное в [2] предположение. Сопоставление полученных в данной работе результатов и данных, приведенных в [2], позволяет считать, что с учетом частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов максимальное значение граничной частоты усиливаемых ВПЗ будет достигаться при концентрации электронов в пленке $n\text{-GaAs}$, приблизительно равном $(1 - 2) \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$. Эта же величина, очевидно,

может рассматриваться и как максимальное значение концентрации легирующей примеси в полупроводниковой пленке, которую следует обеспечивать при создании ТПС для наиболее высокочастотных устройств на ВПЗ в *n*-GaAs. Анализ результатов работы [2] свидетельствует также о том, что и в случае *n*-InP максимальное значение концентрации должно быть примерно таким же, как и для *n*-GaAs.

Список литературы

- [1] Барыбин А.А., Вендик И.Б., Вендик О.Г. и др. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. В. 1. С. 3–19.
- [2] Михайлов А.И. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 21. С. 89–95.
- [3] Барыбин А.А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М.: Наука, 1986. 288 с.
- [4] Masselink W.T., Kuech T.F. // J. El. Materials. 1989. V. 18. N 5. P. 579–584.
- [5] Kliefoth K., Petzel B. // Phys. Stat. Solidi. (a). 1977. V. 42. N 2. P. K133–K135.
- [6] Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С. Эффект Ганна. М.: Сов. радио, 1975. 288 с.
- [7] Шур М.С. Современные приборы на основе арсенида галлия / Пер. с англ. М.: Мир, 1991. 632 с.