

О РОЛИ H_2^+ -КОМПЛЕКСОВ В ОПТИМИЗАЦИИ n -InSb-СМЕСИТЕЛЕЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Е. М. Гершензон, С. А. Грачев, Л. Б. Литвак-Горская

Московский педагогический государственный университет им. В. И. Ленина, 119882, Москва, Россия

(Получена 30 января 1993 г. Принята к печати 2 февраля 1993 г.)

Определены параметры n -InSb и рабочие температуры, при которых в смесителе из этого материала получают минимальные потери преобразования для различных длин волн в диапазоне $0.3 \div 3$ мм. Показаны границы применимости разогретой модели преобразования частоты в n -InSb-смесителе.

1. Исследования последних лет показали, что в предельно очищенном и сильно компенсированном n -InSb ($K > 0.8$) примесные состояния локализованы, а проводимость и фотопроводимость при гелиевых температурах носят прыжковый характер (см., например, обзор [1] и ссылки). Прыжковая фотопроводимость (ПФП) определяет также природу преобразования частоты в n -InSb-смесителе, изготовленном из такого материала [2]. При этом в [2] на примере смесителя на длину волны $\lambda = 2.6$ мм показано, что минимальные потери преобразования L наблюдаются только при использовании материала с концентрацией доноров $N_d \approx 10^{14}$ см $^{-3}$ и компенсацией $K \approx 0.85$. Для других значений λ следует подбирать материал с иными N_d и K , т. е. $L(N_d, K)$. Это полностью противоречит разогретой модели преобразования частоты в n -InSb-смесителе [3, 4], по которой $L \sim n^2$ независимо от λ (n — концентрация свободных электронов).

Целью настоящей работы является определение параметров материала и рабочих температур, при которых могут быть получены минимальные потери преобразования в n -InSb-смесителе для различных длин волн в диапазоне $\lambda = 0.3 \div 3$ мм. В связи с этим необходимо рассмотреть под несколько иным углом зрения часть результатов, представленных ранее в работах [2] и [5].

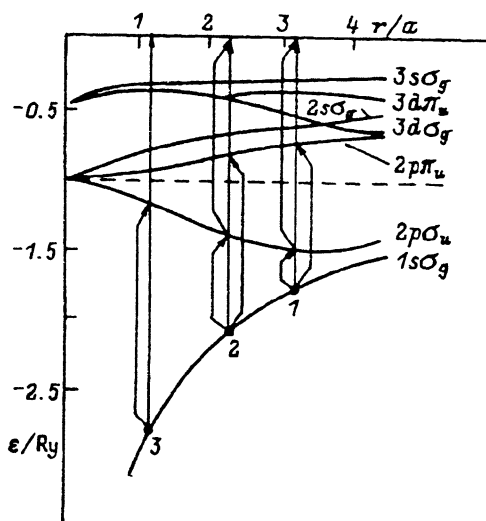
2. В предельно очищенном и сильно компенсированном ($K > 0.8$) n -InSb электроны локализованы на донорных парах типа иона молекулы водорода H_2^+ , причем расстояние между атомами в паре r зависит (при неизменности N_d) только от K [5]. На рис. 1 представлены термы H_2^+ в зависимости от расстояния в паре (в долях боровского радиуса электрона на доноре a). Видно, что спектр энергии H_2^+ при $r/a < 4$ существенно отличается от водородоподобного и претерпевает значительные изменения при уменьшении r/a . Пунктиром на рисунке представлена энергия «изолированного» атома водорода, так называемый примесный уровень протекания ε_{p_2} , практически совпадающий с максимумом плотности примесных состояний [6]. Вертикальными стрелками показаны переходы, соответствующие наблюдавшимся в [5] пикам поглощения в трех образцах n -InSb с различной компенсацией. Параметры их приведены в таблице.

Движение электрона по примесному уровню протекания или по состояниям вблизи уровня Ферми может быть охарактеризовано прыжковой подвижностью μ , выражение для которой находим из диффузионного соотношения [7]

Рис. 1. Термы иона молекулы водорода (в долях Ридберга) в зависимости от расстояния между ядрами r/a , цифры у термина $1s\sigma_g$ соответствуют номерам образцов в таблице.

$$\mu = \frac{e\nu_{ph}R^2}{3kT} \exp\left(-\frac{2R}{a}\right), \quad (1)$$

где ν_{ph} — характерная фононная частота ($\nu_{ph} \approx 1.5 \cdot 10^9$ с⁻¹ [1]), R — длина прыжка электрона. В случае проводимости по примесному уровню протекания (ϵ_3 — прыжковой проводимости) $R \approx R_{av}$, при проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми $R \gg R_{av}$ [7] ($R_{av} \approx N_d^{-1/3}$ — среднее расстояние между примесями). При проводимости по примесному уровню протекания подвижность выше и, как показали расчеты и эксперимент [2], $\mu \approx 4.10^4$ см²/В·с. В n -InSb с $N_d \sim 10^{14}$ см⁻³ прыжковая проводимость наблюдается, начиная с $K \geq 0.8$ [5], но только в материале с $0.8 \leq K \leq 0.95$ при $T = 1.6 = K$ она характеризуется энергией активации (ϵ_3). При $K \geq 0.95$ — это прыжковая проводимость по состояниям вблизи уровня Ферми, поэтому материал с $0.8 \leq K \leq 0.95$ для смесителя предпочтителен.



№ образца	$(N_d - N_a) \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	$N_d \cdot 10^{-14}$, см ⁻³	Энергия активации, мэВ	
			ϵ_1	ϵ_3
1	1.8	1.2	1.0	0.3
2	1.3	1.2	1.5	0.8
3	0.8	1.3	2.0	1.0

Поскольку при фотоионизационном механизме преобразования частоты потери преобразования $L \sim \mu^{-1}$ [8], уменьшения L можно достичь, если ПФП осуществляется по примесному уровню протекания. В связи с этим энергия кванта излучения не может быть меньше разницы в энергиях ϵ_p и $\epsilon_{1s\sigma_g}$ — энергиях электрона в основном состоянии H_2^+ комплекса. Возможны, конечно, и переходы внутри H_2^+ комплексов типа $1s\sigma_g \rightarrow 2p\pi_u$ или $1s\sigma_g \rightarrow 2p\sigma_u$ с последующим переходом на уровень протекания благодаря испусканию или поглощению фонона с энергией $\sim mS^2$. По-видимому, все три процесса могут иметь место, но мы, воспользовавшись графиком (рис. 1), построили зависимость критической длины волны λ_c ($hc/\lambda_c = \epsilon_p - \epsilon_{1s\sigma_g}$) от разностной концентрации примесей $N_d - N_a$, полагая, естественно, что $N_d \approx 10^{14}$ см⁻³. Графики $\lambda_c(N_d - N_a)$ представлены на рис. 2. Видно, что чем меньше $N_d - N_a$, тем для более коротких волн следует использовать подобный материал в качестве смесителя.

3. Для оценки оптимальной температуры работы смесителя приведем выражения для L из [2]

$$L = \frac{2(h\nu)^2 \left[\frac{\epsilon\eta\mu\tau P'_{LO}}{h\nu} + \sigma_0 \right]}{(\epsilon\eta\mu E)^2 P'_{LO}}, \quad (2)$$

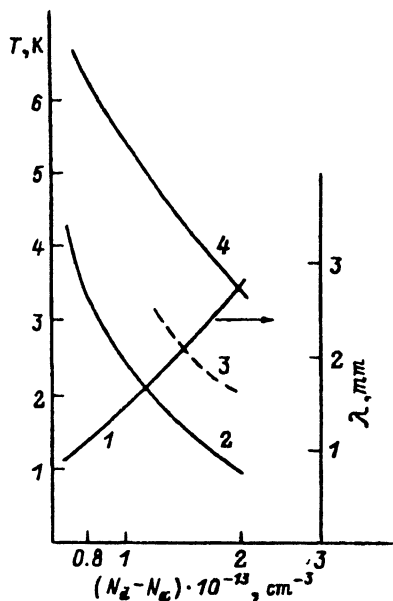


Рис. 2. Зависимость рабочей температуры смесителя от $N_d - N_a$. Зависимость критической длины волны и рабочей температуры от $N_d - N_a$. 1 — $\lambda_c(N_d - N_a)$ при фотоионизации; 2, 3 — $T(N_d - N_a)$ при $H = 0$ и 4 кЭ соответственно; 4 — минимальные $T(N_d - N_a)$, при которых может проявляться разогретый механизм преобразования частоты в смесителе.

где $\Delta\sigma = (e\eta\mu\tau P'_{LO}) / (h\nu)^{-1}$ — изменение проводимости под воздействием мощности гетеродина, ν — частота гетеродина (сигнала), τ — время релаксации фотопроводимости, P'_{LO} — мощность гетеродина, приходящаяся на единицу объема n -InSb-образца, E — напряженность постоянного электрического поля на образце, σ_0 — равновесная проводимость, $\eta = 0.5 \div 0.7$ — квантовая эффективность [2]. Выражение (2) получено для промежуточной частоты $\nu_{mf} \ll \tau^{-1}$. Выполненные в [2] измерения дают величину $\Delta\sigma \approx 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Это в свою очередь показывает, что при расчете L нельзя пренебречь равновесной проводимостью σ_0 . Если предположить, что σ_0 не превышает $\Delta\sigma$, и что

$$\sigma_0 \approx e\mu(N_d - N_a) \exp\left(-\frac{\varepsilon_3}{kT}\right), \quad (3)$$

то, зная ε_3 [1] и μ , можно для каждого значения $N_d - N_a$ найти температуру, при которой $\Delta\sigma = \sigma_0$. График $T(N_d - N_a)$ для $\sigma_0 \approx 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ представлен на рис. 2 (кривая 2). Естественно, использование более низких температур уменьшает L , так как изменяет соотношение между $\Delta\sigma$ и σ_0 , поскольку с понижением температуры $\Delta\sigma$ убывает по степенному закону, а σ_0 — по экспоненциальному. Из рисунка видно, что для $\lambda \approx 500 \text{ мкм}$ $\Delta\sigma \sim \sigma_0$ при $T \approx 4.2 \text{ К}$, а для $\lambda \approx 3 \text{ мм}$ только, если $T < 1 \text{ К}$. Если рабочая температура смесителей на $\lambda = 2.6 \text{ мм}$ равна 1.6 К, то для уменьшения L образец помещается в магнитное поле [2]. В используемых магнитных полях $H \approx 3 \div 4 \text{ кЭ}$ подвижность электронов на примесном уровне протекания падает почти в 5 раз, но при этом $\Delta\sigma$ практически не изменяется, так как увеличивается P'_{LO} . С другой стороны, $\sigma_0 \approx 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ в магнитном поле наблюдается при более высоких температурах. Это видно из рис. 2, кривая 3.

4. В заключение еще раз остановимся на разогретой модели преобразования частоты в n -InSb-смесителе. Этот вопрос нами рассмотрен в [2], но, к сожалению, там в последней фразе допущена ошибка, поэтому сделаем ряд уточнений. В [2] параметр нелинейности ВАХ C был выражен через аналогичный параметр β , введенный в теории [9]. При этом в самом оптимальном случае потери преобразования равны

$$L = 8 \left[\frac{R_b}{CP} \right]^2 = 8 \left[\frac{\sigma_0}{2\beta P} \right]^2 = 8 \left[\frac{7.8 \cdot 10^{18} n T^{3/2}}{P} \right]^2 \quad (4)$$

где P — полная мощность (СВЧ и постоянного тока), рассеиваемая образцом, R_b — сопротивление образца, C и β — параметры нелинейности ($C = \frac{dR_b}{dP}$ [3],

$\beta = \frac{1d\sigma}{\sigma d(E^2)}$ [9], $C = -\beta R_B l^{-2}$ [2], l — длина образца $n = N_d - N_a$, а числовой коэффициент получен из расчета в рамках теории [9] для случая, когда рассеяние импульса электрона происходит на заряженных примесях энергии — на деформационных акустических фононах (при значении потенциала деформации $\epsilon_c = 19$ эВ [10]). Согласно расчетам [3, 4], значения $R_B/CP < 0$ не имеют физического смысла. Если же подставить в (4) реальное значение $P_{LS} \approx 10^{-3}$ Вт/см³, которое использовалось и в приведенных выше оценках, то для каждого значения n можно найти ту температуру, когда $[R_B/CP]^2 = 1$, что соответствует минимальным потерям преобразования смесителя. График зависимости $T(N_d - N_a)$ представлен на рис. 2 (кривая 4). Видно, что разогревный механизм преобразования частоты в n -InSb-смесителе может проявляться при температурах более высоких, чем фотоионизационный (ПФП).

Из (4) также следует, что $L \sim T^3$. Действительно, для приведенных в [4] графиков $L(T)$ подобная зависимость наблюдается при $T > 10$ К. Это полностью согласуется с проведенным выше рассмотрением и указывает на корреляцию между механизмами статической проводимости и фотопроводимости в n -InSb, поскольку при $T > 10$ К основной вклад в проводимость дают свободные электроны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ю. М. Гальперин, Е. М. Гершензон, И. Л. Дричко, Л. Б. Литвак-Горская. ФТП, 24, 3 (1990).
- [2] Е. М. Гершензон, С. А. Грачев, Л. Б. Литвак-Горская. ФТП, 25, 1986 (1991).
- [3] F. Arams, C. Allan, B. Peyton, E. Sard. Proc. IEEE. 1966, 54, 612 (1966).
- [4] J. J. Whalen, C. R. Westage. Proceeding of the Symposium on Submillimeter Waves, 305 (1970).
- [5] В. В. Арндарчук, Е. М. Гершензон, Л. Б. Литвак-Горская, Р. И. Рабинович. ЖЭТФ, 65, 2387 (1973).
- [6] Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников, 416. М. (1979).
- [7] Н. Ф. Мотт, Э. А. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, 472. М. (1974).
- [8] В. Б. Протопопов, Н. Д. Устинов. Лазерное гетеродинамирование, 288. М. (1985).
- [9] Ш. М. Коган. ФТТ, 4, 475 (1962).
- [10] Е. М. Гершензон, И. Н. Куриленко, Л. Б. Литвак-Горская, Р. И. Рабинович. ФТП, 7, 1501 (1973).

Редактор В. В. Чалдышев