

Если электронный газ в СР не вырожден, то, подставляя $Z_v = \pi$, из (2)–(4) получим

$$\alpha(0) = -\frac{k_0}{e} \left(2 - \zeta^* + \frac{\sum_v e^{-\varepsilon_v^*} \{ \varepsilon_v^* [(1 - \Delta_v^*) e^{\Delta_v^*} + (\Delta_v^*)^2 \Phi(\Delta_v^*)] - (\Delta_v^*)^2 L(\Delta_v^*) \}}{\sum_v e^{-\varepsilon_v^*} [(1 - \Delta_v^*) e^{\Delta_v^*} + (\Delta_v^*)^2 \Phi(\Delta_v^*)]} \right), \quad (17)$$

где $\Phi(\Delta_v^*)$ дается формулой (11), а

$$L(\Delta_v^*) = \int_0^\pi [(1 - \sin 2Z/2Z)/Z] e^{\Delta_v^* \cos Z} dZ. \quad (18)$$

В одномини-зонном приближении ($v=1$) при $\Delta_1^* \ll 1$ из (18) с точностью $\sim (\Delta_1^*)^2$ получим

$$\alpha(0) = -(k_0/e) [2 - \zeta^* + \varepsilon_1^* - (\Delta_1^*)^2 L(0)], \quad (19)$$

т. е. термоэдс в СР несколько меньше, чем в изолированной пленке ($\Delta_1=0$). Однако при $\Delta_1^* \gg 1$, учитывая, что $L(\Delta_1^*) \rightarrow (2/3\Delta_1^*) \exp(\Delta_1^*)$, из (17) получим $\alpha(0) = -(k_0/e) (2 - \zeta^* + \varepsilon_1^* - \Delta_1^*)$. Следовательно, термоэдс в СР может оказаться гораздо меньше, чем в изолированной пленке.

В заключение отметим, что все формулы для СР при $\Delta=0$ переходят в соответствующие выражения для изолированной размерно-квантованной пленки. Переход СР—однородный полупроводник осуществляется подстановкой $v=1$, $\varepsilon_1 = \Delta_1$, $\Delta_1 = \hbar^2/m\tilde{d}^2$ и разложением косинуса и синуса в ряд.

Список литературы

- [1] Аскеров Б. М., Гашимзаде Н. Ф., Панахов М. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 818—824.
- [2] Аскеров Б. М., Гашимзаде Н. Ф., Кулиев Б. И., Панахов М. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1104—1107.
- [3] Friedman L. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 955—961.
- [4] Сплин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. В. 3. С. 485—521.
- [5] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 320 с.

Бакинский государственный университет

Получено 26.07.1990
Принято к печати 15.08.1990

ФТП, том 24, вып. 12, 1990

ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА В КОМПЕНСИРОВАННОМ n -InSb<Cr>

Ашмонта С., Валушис Г., Либерис Ю., Субачюс Л.

В работе [1] теоретически было показано, что в компенсированном полупроводнике наряду с разогревом электронного газа в греющих электрических полях может наблюдаться и эффект охлаждения электронов. Особенности разогрева и охлаждения электронов в компенсированном n -InSb<Cr> экспериментально исследовались в работах [2–4] путем измерения термоэдс горячих носителей заряда, возникающей на плавном n – n^+ -переходе при воздействии СВЧ электрического поля. В упомянутых работах показано, что полевые зависимости термоэдс горячих носителей U_i носят немонотонный характер, а в высокоомных образцах в определенном интервале электрических полей наблюдается инверсия знака U_i . Это явление было объяснено существованием эффекта охлаждения электронного газа в греющих СВЧ электрических полях. Так как шумовая температура $T_{ш}$ непосредственно связана с энергией электронного газа, инте-

ресным представляется исследование полевых зависимостей $T_{ш}^{\parallel}$ в компенсированном n -InSb<Cr>.

Исследовались однородные образцы InSb с примесью хрома при температуре решетки $T_0 = 78$ К, в которых подвижность электронов $\mu_0 \approx 25$ м²/В·с. Шумовая температура определялась по величине мощности шумов, измеряемой на частоте 10 ГГц при приложении импульсов постоянного электрического поля по методике, описанной в [5]. На рис. 1 представлены характерные полевые зависимости продольной шумовой температуры $T_{ш}^{\parallel}$, измеренные в образцах компенсированного n -InSb<Cr> с различной концентрацией свободных электронов n_0 . Полученные нами значения $T_{ш}^{\parallel}$ меньше, чем шумовая температура в некомпенсированном InSb (кривая 6), измеренная в работе [5] по аналогичной методике, во всем интервале исследованных электрических полей. Это понятно, так как подвижность электронов в некомпенсированном n -InSb ($\mu_0 = 40 \div 60$ м²/В·с [5]) больше, чем в компенсированном. Сравнение полевых зависимостей $T_{ш}^{\parallel}(E)$ компенсированных образцов показывает, что с уменьшением n_0

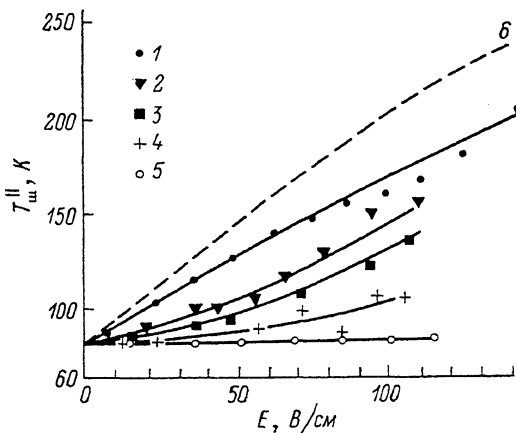


Рис. 1. Полевые зависимости продольной шумовой температуры для образцов с разной концентрацией носителей заряда.

n_0 , см⁻³: 1 — $4 \cdot 10^{12}$, 2 — $2 \cdot 10^{12}$, 3 — 1.5×10^{12} , 4 — $3 \cdot 10^{11}$, 5 — $8 \cdot 10^{10}$, 6 — 1.4×10^{14} [3].

значение $T_{ш}^{\parallel}$ уменьшается, причем, как видно из рис. 1, в наиболее высокоомных образцах (кривая 5) с концентрацией электронов $n_0 < 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, шумовая температура в области полей $E = 0 \div 100$ В/см практически не зависит от E и в пределах экспериментальной ошибки измерений $T_{ш}^{\parallel}(E) \approx T_0$. Так как μ_0 в компенсированных образцах почти одинаковая, наблюдаемое значительное уменьшение шумовой температуры в высокоомных образцах свидетельствует о наличии механизма, способствующего уменьшению разогрева электронного газа. Можно предположить, что таким механизмом мог бы быть эффект охлаждения электронного газа, который наблюдается в СВЧ электрических полях в высокоомных образцах n -InSb<Cr>. С увеличением концентрации свободных электронов вследствие увеличения интенсивности межэлектронного рассеяния [1, 2] эффект охлаждения исчезает. По этой причине в более низкоомных образцах (кривая 1) с ростом электрического поля происходит разогрев электронного газа и шумовая температура увеличивается.

Для экспериментального подтверждения высказанного предположения следовало измерить шумовую температуру в магнитном поле, поперечном электрическому, так как, согласно [2], эффект охлаждения электронов при наличии магнитного поля не возникает. Это связано с тем, что под действием силы Лоренца траектория движения электронов в пассивной области импульсного пространства сильно искривляется, в результате уменьшается количество локализованных электронов в окрестности дна зоны проводимости, куда они падают после эмиссии оптических фононов. На рис. 2, а, б представлены зависимости $T_{ш}^{\parallel}$, измеренные в поперечном магнитном поле на двух образцах с разными концентрациями носителей заряда. Нами получено, что влияние магнитного поля на полевые зависимости $T_{ш}^{\parallel}$ существенно зависит от n_0 в образцах. В более низкоомных образцах (рис. 2, а), как и в некомпенсированном n -InSb [6], поперечное магнитное поле уменьшает шумовую температуру, так как уменьшается разогрев электронов. В высокоомных образцах (рис. 2, б) с увели-

чением индукции магнитного поля B значение $T_{ш}^{\parallel}(E)$ сначала увеличивается, затем при $B > 0.02$ Т начинает уменьшаться и при $B = 0.04 \div 0.05$ Т $T_{ш}^{\parallel}(B) \approx T_{ш}^{\parallel}(0) \approx T_0$. Наблюдаемое увеличение шумового излучения с ростом B в сильно компенсированном n -InSb качественно согласуется с выводами работы [2], в которой установлено, что поперечное магнитное поле снимает эффект

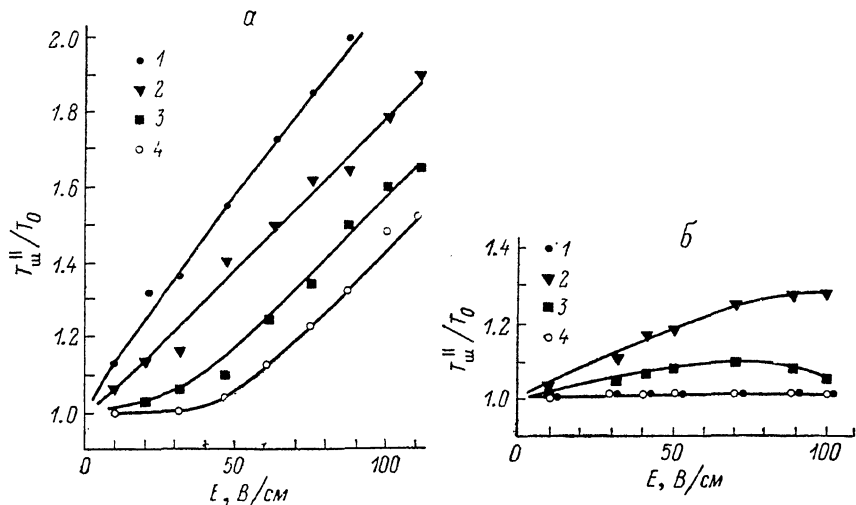


Рис. 2. Полевые зависимости продольной шумовой температуры при разных значениях магнитной индукции поперечного магнитного поля.

B , Т: 1 — 0, 2 — 0.015, 3 — 0.03, 4 — 0.05. Концентрация электронов n , см⁻³: а — $4 \cdot 10^{12}$, б — $8 \cdot 10^{10}$.

охлаждения электронов, и поэтому в магнитных полях увеличивается мощность шумового излучения.

Таким образом, измерения шумового излучения в n -InSb<Cr> в сильных электрических и магнитных полях показали, что полевые зависимости шумовой температуры в сильно компенсированных образцах имеют ряд особенностей, которые могут способствовать лучшему пониманию механизмов разогрева электронов и возникновения эффекта охлаждения электронного газа в греющих электрических полях.

Авторы глубоко признательны В. Анинкявичюсу за оказанную помощь при проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] Грибников З. С., Кочелав В. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. В. 3. С. 1046—1056.
- [2] Ашмонтас С. П., Пожела Ю. К., Субачюс Л. Е. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 11. С. 580—583.
- [3] Ашмонтас С. П., Субачюс Л. Е. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 40—47.
- [4] Субачюс Л. Е. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1434—1437.
- [5] Барейкис В., Катилюс Р., Милюшите Р. Флуктуационные явления в полупроводниках в неравновесных условиях. Вильнюс, 1989. 220 с.
- [6] Барейкис В., Гальдикас А., Матуленене И., Милюшите Р. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 9. С. 1788—1790.

Институт физики полупроводников
АН Литвы
Вильнюс

Получено 17.07.1990
Принято к печати 17.08.1990