

ласти $z > l_I$. (Мы здесь для определенности рассматриваем случай селективного легирования). Частоту столкновений с примесями можно рассчитать по формулам (1) и (2), вводя формально мнимую часть диэлектрической функции, связанную с примесями (см., например, [5]).

Частота рассеяния на акцепторах

$$\nu_A \sim 16\pi e^4 N_A \mathcal{L} / (\epsilon_1 + \epsilon_2 + 4q_2 l_{\min})^2 \sqrt{m_2} T^{3/2}.$$

Здесь \mathcal{L} — кулоновский логарифм, N_A — концентрация заряженных акцепторов. Частота рассеяния ν_D на заряженных донорах с концентрацией N_D в случае $l_3 < l_I$ имеет вид

$$\nu_D = \sqrt{\frac{8\pi^3}{m_2 T_3}} \frac{e^4 N_D}{(\epsilon_1 + \epsilon_2 + q_2 l_I)^2} \left(\frac{l_3}{l}\right)^3.$$

Численные оценки приведем применительно к гетеропереходу GaAs—Al_{0,3}Ga_{0,7}As. На рисунке представлены результаты расчета отношения ν_e/ν_D как функции параметра $n_2/N_D l_I$. Кривые 1, 2 относятся к случаям $N_D l_I = 3 \cdot 10^{11}$ и 10^{12} см⁻² соответственно. Светлый кружок на кривой 2 отвечает, например, набору $N_D = 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $l_I = 150$ Å и величине $\nu_e \approx 1.6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. При этом $l_3 \approx 60$ Å, $l \approx 165$ Å, $\mu_e \approx 1.7 \cdot 10^5$ см²/В·с. Частота $\nu_A \sim 5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ при $N_A \sim 10^{15}$ см⁻³. Из рисунка видно, что рассеяние 2МЭГ на трехмерных электронах может вносить вклад, заметный по сравнению с рассеянием на примесях.

Литература

- [1] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 527 с.
- [2] Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975. 352 с.
- [3] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 416 с.
- [4] Ferry D. K. Slo. St. Electron., 1978, v. 21, N 1, p. 115—122.
- [5] Балеа О. Г., Бойко И. И. Укр. физ. журн., 1984, т. 29, № 5, с. 710—716.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
24 марта 1987 г.

К ТЕОРИИ НИЗКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА В СМЕСИ ЦЕЗИЯ С МОЛЕКУЛЯРНЫМ ВОДОРОДОМ

Ф. Г. Бакинт, В. Г. Иванов

В [1, 2] была теоретически показана возможность реализации низковольтного ($U < 8$ В) разряда в смеси цезия с молекулярным водородом и отмечено наличие в плазме такого разряда значительной концентрации отрицательных ионов водорода N_{H^-} . В настоящем сообщении исследуется зависимость состояния плазмы низковольтного разряда и концентрации отрицательных ионов водорода от тока эмиссии катода j_{es} , давления водорода P_{H_2} и полной концентрации цезия N_{Cs} . Проводится оптимизация разряда по давлению P_{H_2} и концентрации N_{Cs} с целью получения наибольшей концентрации отрицательных ионов N_{H^-} .

Как и в [1], плазма низковольтного разряда предполагается однородной по концентрации n_e , а эмиссия катода j_{es} считается постоянной по вольт-амперной характеристике (ВАХ). Условие однородности плазмы выполняется при сильной ионизации цезия и при не слишком больших величинах тока j_e разряда и параметра $P_{H_2} L$ (P_{H_2} — давление водорода, L — зазор). Чтобы не выходить за пределы применимости модели однородной плазмы, в рассматриваемых ниже примерах увеличение давления P_{H_2} сопровождается соответствующим уменьшением зазора L так, чтобы $P_{H_2} L = \text{const} = 1$ Тор·см. При заданной величине j_{es} ВАХ разряда имеют сравнительно простой вид, соответствующий в основном насыщению тока j_e на уровне эмиссии катода: $j_e \approx j_{es}$ (см. [1]). Поэтому ниже будут приведены лишь расчетные зависимости пара-

метров плазмы: концентрации n_e , электронной температуры T_e и концентрации отрицательных ионов N_{H^-} от приложенного напряжения U .

Результаты расчетов приведены на рис. 1—3. На рисунках приняты следующие обозначения. Цифры около сплошных кривых указывают давление водорода p_{H_2} (Тор), в скобках —

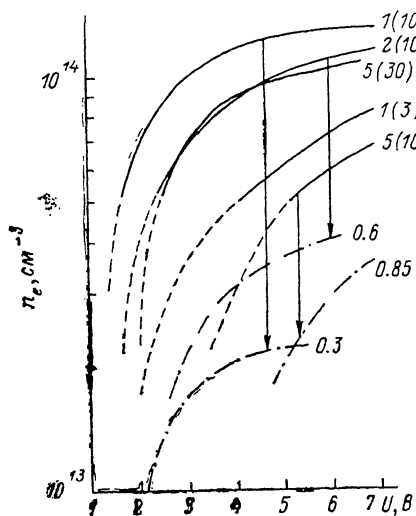


Рис. 1.

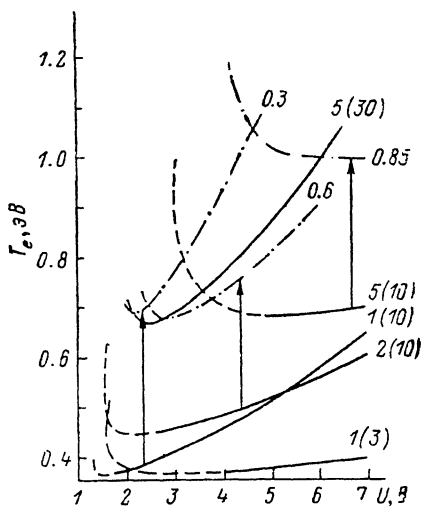


Рис. 2.

эмиссия катода j_{es} (A/cm^2). Сплошные кривые соответствуют полной концентрации цезия (ионы Cs^+ + атомы Gs) $N_{Cs} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Штрихпунктирные линии соответствуют тем же значениям p_{H_2} и j_{es} , что и сплошные кривые, но меньшим значениям N_{Cs} , указанным около этих кривых в единицах 10^{14} см^{-3} . Переход с соответствующих сплошных кривых на штрихпунктирные, связанный с уменьшением N_{Cs} при неизменных остальных параметрах, обозначен на рисунках стрелками. Штрихами показаны результаты расчета в той области, где цезий перестает быть сильноионизованным и начинает сказываться неоднородность плазмы по концентрации n_e не может быть сильной (подробнее см. [3]). В расчетах температуры катода и анода принимались соответственно равными $T_c = -0.15 \text{ эВ}$, $T_a = 0.05 \text{ эВ}$. Коэффициент поверхностной рекомбинации атомов H в молекулу H_2 считался равным $\gamma_m = 0.2$, что примерно соответствует среднему значению γ_m для катода из LaB_6 и анода из Ni .

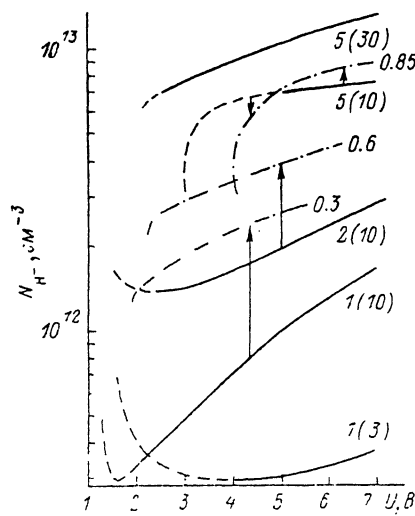


Рис. 3.

На рис. 1 представлены зависимости $n_e(U)$. Как и должно быть, n_e уменьшается с увеличением p_{H_2} и уменьшением N_{Cs} . При этом увеличивается минимальное напряжение горения разряда U_{min} . На рис. 2 представлены зависимости $T_c(U)$. Видно, что зависимость $T_c(U)$ немонотонна. Вблизи напряжения гашения U_{min} температура электронов T_e уменьшается с увеличением U . Так же как и в низковольтном разряде в чистом цезии [4] и в ксеноне [5], это связано с нелинейной зависимостью скорости ионизации Γ_i плазмообразующего вещества от концентрации электронов n_e . Как видно из рис. 2, уменьшение N_{Cs} приводит при прочих равных условиях к увеличению T_e . Это связано с уменьшением потерь энергии на образование ионов. Аналогичная зависимость $T_e(U)$ имеет место и в чисто цезиевом низковольтном разряде [3]. Отметим, что минимальное значение T_e при прочих равных условиях не зависит от тока эмиссии катода j_{es} .

На рис. 3 представлены зависимости $N_{H^-}(U)$. Видно, как увеличение давления водорода p_{H_2} приводит к увеличению концентрации отрицательных ионов N_{H^-} . Однако, как и должно

быть, при этом увеличивается напряжение гашения разряда U_{\min} . Для пояснения остальных зависимостей рис. 3 напомним, что концентрация N_{H^-} в рассматриваемых условиях определяется из баланса скорости их рождения при диссоциативном прилипании (ДП) электронов к колебательно-возбужденным молекулам H_2 и скорости рекомбинации H^- с Cs^+ [1], т. е.

$$n_e \sum_{V=1}^{14} K_{DA}(T_e, V) N_V = \alpha_r(T) N_{Cs^+} N_{H^-}. \quad (1)$$

Здесь $K_{DA}(T_e, V) = \langle v \sigma_{DA}(v, V) \rangle$ — усредненная по максвелловскому распределению электронов константа скорости ДП электронов к молекулам H_2 в колебательном состоянии V ; $\sigma_{DA}(v, V)$ — соответствующее сечение процесса; $\alpha_r(T)$ — коэффициент рекомбинации Cs^+ с H^- [6]; T — температура газа. Так как $N_{H^-} \ll n_e$, то $n_e \approx N_{Cs^+}$ и, как видно из (1), N_{H^-} не зависит явно от n_e . Однако заселенность N_V высоковозбужденных колебательных состояний H_2 , вносящих основной вклад в ДП ($V \geq 6$), увеличивается с увеличением n_e . Зависимость $K_{DA}(T_e, V)$ от T_e для этих состояний имеет максимум при $T_e \approx 1$ эВ [7] (оптимальная температура для ДП). При $T_e \geq 1$ эВ K_{DA} медленно уменьшается; при $T_e \leq 0.7$ эВ K_{DA} уменьшается весьма резко с уменьшением T_e . Поэтому при $T_e < 0.6$ эВ зависимость $N_{H^-}(U)$ в основном определяется ходом зависимости $T_e(U)$, а при $T_e \geq 1$ эВ ходом зависимости $n_e(U)$.

Как уже отмечалось, уменьшение концентрации N_{Cs} приводит к увеличению электронной температуры T_e . Если при этом температура T_e приближается к оптимальной, то N_{H^-} увеличивается, даже если n_e существенно уменьшается: см. соответствующие переходы с кривых 1 (10), 2 (10) на штрихпунктирные кривые на рис. 1—3. Увеличение N_{H^-} тем сильнее, чем больше отличалась первоначальная температура T_e от оптимальной (ср. кривые 1 (10), 2 (10), 5 (10) и соответствующие переходы на штрихпунктирные кривые на рис. 2, 3). Если исходная зависимость $T_e(U)$ лежала в оптимальной области, то уменьшение N_{Cs} приводит к уменьшению концентрации N_{H^-} вследствие уменьшения n_e .

Остановимся на зависимости концентрации N_{H^-} от тока эмиссии катода j_{es} . Расчеты, выполненные в [1], соответствовали сравнительно большой (для плоского катода) плотности тока эмиссии $j_{es} = 30$ А/см². В настоящей работе приводятся результаты расчета, соответствующие в основном меньшим значениям тока эмиссии: $j_{es} \leq 10$ А/см², которые легко могут быть получены с помощью эмиттера из LaB_6 . Как и должно быть, при уменьшении тока эмиссии концентрация N_{H^-} уменьшается вследствие уменьшения мощности, вкладываемой в разряд. Но в же время видно, что при уменьшении j_{es} от 30 до 10 А/см² концентрация N_{H^-} уменьшается всего в 1.5—2 раза. При дальнейшем уменьшении j_{es} концентрация N_{H^-} начинает резко уменьшаться: см., например, кривую 1 (3) на рис. 3.

Таким образом, расчет показывает, что в низковольтном разряде в смеси Cs с H_2 при $p_{H_2} L \approx 1$ Тор·см и токе эмиссии катода $j_{es} \approx 10$ А/см² может быть получена концентрация отрицательных ионов водорода $N_{H^-} \sim 10^{13}$ см⁻³.

Авторы благодарят Л. И. Елизарова, А. Б. Рыбакова и В. Г. Юрьева за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Бакит Ф. Г., Иванов В. Г. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 11, с. 672—675.
- [2] Бакит Ф. Г., Елизаров Л. И., Иванов В. Г., Юрьев В. Г. Тез. докл. VI Всес. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Днепропетровск, 1986, с. 84—85.
- [3] Термомиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Мойжеса Б. Я. и Пикуса Г. Е. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [4] Башкит Ф. Г., Дюжев Г. А., Каплан В. Б. и др. ЖТФ, 1977, т. 47, № 2, с. 263—273.
- [5] Бакит Ф. Г., Иванов В. Г. ЖТФ, 1980, т. 50, № 3, с. 471—480.
- [6] Janev R. K., Radulovic Z. M. Phys. Rev. A, 1978, v. 17, N 3, p. 889—896.
- [7] Wadehra J. M. Phys. Rev. A, 1984, v. 29, N 1, p. 106—110.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
24 марта 1987 г.