3. Адгезионная прочность определялась по отрыву пленок от поверхности полупроводника по методике [1]: металлический стержень диаметром 2 мм с гладко отполированным торцом приклеивался к поверхности металлической пленки и затем посредством равномерного наращивания нормального усилия отрывался от пластины вместе с металлической пленкой.

Адгезионная прочность соединения пленок Au и Ni с GaAs (усреднение по 10 образцам)

Металл	Способ нанесения	Адгезионная прочность, Н/м²	
		непосредственно после нанесения	после лазерного отжига
Au	Вакуумное напыление	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^5$*	$(8.1 \pm 0.2) \cdot 10^5$*
	Химическое осаждение	$>(6.4 \pm 0.2) \cdot 10^6$**	$>(8.0 \pm 0.3) \cdot 10^6$*
Ni	Вакуумное напыление	$(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^5$*	$(8.7 \pm 0.2) \cdot 10^5$*
	Химическое осаждение	$>(4.3 \pm 0.2) \cdot 10^6$**	$>(5.3 \pm 0.3) \cdot 10^6$*

* При отрыве пленки кристалл не разрушался, ** пленка отрывалась вместе с приповерхностной частью кристалла.

4. Адгезионная прочность соединения пленок Au и Ni с поверхностью GaAs (см. таблицу) для обоих металлов практически одинакова; для химически осажденных пленок по крайней мере на порядок больше, чем для напыленных (определить точное значение адгезионной прочности химически осажденных пленок не удалось, поскольку химически осажденная пленка всегда отрывалась вместе с приповерхностной частью кристалла при усилии 4—$10 \cdot 10^6$ Н/м² для разных образцов); после лазерного отжига напыленных пленок возрастает по крайней мере в 5 раз.

Список литературы

[1] *Вавилов В. С., Кив А. Е., Ниязова О. Р.* // Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. С. 323—325.
[2] *Gazecki J., Sai-Halasz G. A., Elliman R. G.* et al. // Appl. Surf. Sci. 1985. Vol. 22/23. P. 1034—1041.
[3] *Дмитриев А. Г., Сокол-Номоконов Э. Н., Джаманбалин К. К., Милорава В. А.* // Поверхность. Физика, химия, механика. 1988. № 7. С. 145—146.
[4] *Гольдберг Ю. А., Царенков Б. В.* А. С. 392845. БИ. 1975. № 35. 179 с.
[5] *Гольдберг Ю. А., Львова Т. В., Царенков Б. В.* А. С. 582710. БИ. 1981. № 11. 266 с.

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

Поступило в Редакцию
7 декабря 1989 г.

01; 04

Журнал технической физики, т. 60, в. 11, 1990

К ВОПРОСУ О ПОДОБИИ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ

Н. Л. Башлов, Г. Ю. Панасюк, Н. А. Тимофеев

Как известно [1–5], при определенных условиях для положительного столба газового разряда выполняются законы подобия, которые позволяют уменьшить число независимых параметров, определяющих внутренние характеристики плазмы. В общем случае [1–3] законы подобия уменьшают число внешних параметров на один, в частном случае [4, 5] смеси паров металлов с инертными газами, когда потери энергии электронов и ионизация определяются металлом, а движение электронов и ионов металла столкновениями с атомами инертного газа, — на два.

В данной работе рассмотрен вопрос о критерии подобия газовых разрядов и получены общие параметры подобия, которые в случаях [1-3] и [4, 5] сводятся к известным.

Для того чтобы выяснить, какие разряды можно считать подобными, рассмотрим кинетическое уравнение для функции распределения электронов по скоростям и уравнения движения заряженных частиц в положительном столбе разряда. В предположении близости функции распределения к сферически симметричному виду $f_0(v)$ [6] и медленности изменения условий разряда по сравнению с частотой ν_a упругих соударений электронов с атомами кинетическое уравнение Больцмана будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial f_0(v)}{\partial v}-\frac{1}{3}\nabla\left(\frac{v^2}{\nu_a}\nabla f_0(v)\right)-\frac{e}{3mv^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[\frac{v^3}{\nu_a}\mathrm{E}\nabla f_0(v)+\frac{v^2eE^2}{m\nu_a}\frac{\partial f_0(v)}{\partial v}\right]=$$

$$=\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[v^2\nu_e\left(\frac{\partial f_0(v)}{\partial v}A_1(v)+vA_2(v)f_0(v)\right)\right]+S(f_0),$$

$$A_1(v)=\frac{4\pi}{3n_e}\left[\int_0^v v_1^4 f_0(v_1)\,dv_1+v^3\int_v^\infty v_1 f_0(v_1)\,dv_1\right],\quad A_2(v)=\frac{4\pi}{n_e}\int_0^v v_1^2 f_0(v_1)\,dv_1. \tag{1}$$

Здесь E — напряженность электрического поля, ν_e — частота межэлектронного взаимодействия, $S(f_0)=S_{\text{упр}}(f_0)+S^*(f_0)$, где $S_{\text{упр}}$ и S^* — операторы упругих и неупругих столкновений с атомами газа. Если в уравнении (1) перейти к безразмерным координатам $\mathbf{r}/R$ (R — радиус трубки), то легко видеть (см., например, [3]), что в случае разряда в однородном газе $S(f_0)=p^2S(f_0/P)$ инвариантными будут внешние параметры pR, pt и внутренние характеристики плазмы $(f_0(\nu))/p$, n_e/p, $\bar{\varepsilon}$, $R\mathrm{E}$ (p — давление газа, n_e и $\bar{\varepsilon}$ — концентрация и средняя энергия электронов). Для разряда в смеси газов будут добавляться параметры p_k/p. В частном случае разряда в смеси паров металлов с инертными газами, когда потери энергии электронами и ионизация определяются металлом, а движение электронов и ионов металла столкновениями с атомами инертного газа [4, 5] ($S(f_0)=S^*(f_0)=N_0^2S(f_0/N_0)$, $\nu_a\sim p$), инвариантами будут $(f_0(v))/N_0$, n_e/N_0, $\bar{\varepsilon}$, $R\mathrm{E}$ и N_0pR^2, N_0t (N_0 — концентрация атомов металла, p — давление инертного газа).

Уравнения баланса заряженных частиц в положительном столбе разряда будут такими:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t}+\operatorname{div}\left[-D_i\nabla n_i-b_in_i\nabla\varphi(\mathbf{r})\right]=I,$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t}+\operatorname{div}\left[-D_e\nabla n_e+b_en_e\nabla\varphi(\mathbf{r})\right]=I. \tag{2}$$

Индекс i здесь относится к ионам, e — к электронам; $\varphi(\mathbf{r})$ — распределение потенциала в плазме; I — число рождений пар ион—электрон в единице объема в единицу времени; $D_{i,e}$, $b_{i,e}$ — соответствующие коэффициенты диффузии и подвижности.

Уравнения (2) позволяют выяснить вопрос о распределении потенциала $\varphi(\mathbf{r})$ в подобных разрядах. Обозначая штрихом дифференцирование по безразмерным координатам $\mathbf{r}/R$, уравнения (2) можно записать в виде

$$\frac{\partial n_{i,e}}{\partial t}+\operatorname{div}'\left[-\frac{D_{i,e}}{R^2}\nabla' n_{i,e}\mp\frac{b_{i,e}n_{i,e}}{R^2}\nabla'\varphi\left(\frac{\mathbf{r}}{R}\right)\right]=I. \tag{3}$$

Для разряда в однородном газе $I=p^2I(n_{i,e}/p)$, $D_{i,e}$, $b_{i,e}\sim 1/p$, поэтому при переходе к инвариантным величинам pR, pt и $n_{i,e}/p$ движение заряженных частиц будет одинаковым, если $\varphi(\mathbf{r}/R)$ одинаково в обоих разрядах. Для смеси газов, когда ионизация и энергетические потери электронов определяются атомами металла, а движение электронов и ионов металла столкновениями с атомами инертного газа [4, 5], $I=N_0^2I(n_{i,e}/N_0)$, $D_{i,e}$, $b_{i,e}\sim 1/p$ и движение ионов и электронов будет также одинаковым при сохранении распределения потенциала $\varphi(\mathbf{r}/R)$ в положительном столбе (при этом в соответствии с [4, 5] $n_{i,e}/N_0$, N_0t, N_0pR^2 инвариантны). Таким образом, для подобия разрядов требуется одинаковость распределения потенциала $\varphi(\mathbf{r}/R)$ в положительном столбе.

Сделанный вывод представляется нам важным, так как теперь становится понятным физический смысл параметров подобия pR [1-3] и N_0pR^2 [4, 5]. Действительно, в этом случае

$$RE_z = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \text{const}, \quad RE_r = \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = \Psi(\rho), \quad x = \frac{z}{R}, \quad \rho = \frac{r}{R},$$

где E_z и E_r — напряженности продольного и радиального электрических полей соответственно, из чего сразу следуют хорошо известные инварианты — равенство энергий, которые получают электроны на пути R вдоль поля E_z, и постоянство средних энергий электронов $\bar{\varepsilon}$. Последнее легко получить, если учесть, что $E_r \sim \bar{\varepsilon}/(eR)$ [7]

$$RE_r \sim \frac{\bar{\varepsilon}}{e} = \text{const}.$$

Эти два инварианта могут существовать вместе только в том случае, если в подобных разрядах будут одинаковыми потери энергии электронов за время дрейфа вдоль поля E_z на расстояние R. Если характеризовать потери энергии электронами длиной λ_ε, которую в среднем пройдет электрон, прежде чем потеряет свою энергию в результате соударений с атомами (λ_ε можно было бы определить, например, так: $\lambda_\varepsilon = \int\limits_0^\infty v\tau_\varepsilon f_0(v)\, 4\pi v^2 dv$, где $\tau_\varepsilon^{-1} = (2m/M)\nu_a + (\varepsilon^*/\bar{\varepsilon})\nu^*$, ν^* и ε^* — частота неупругих соударений и энергия, теряемая электронами при таких столкновениях, но для нас важно лишь то, что в случае [1-3] эта длина пропорциональна p^{-1}, а в случае [4, 5] — $\lambda_\varepsilon \sim N_0^{-1}$), то полное число потерь энергии за время дрейфа на расстояние R будет

$$\delta = \frac{1}{\lambda_\varepsilon} \frac{R\bar{v}}{b_e E_z} = \frac{R^2}{\lambda\lambda_\varepsilon}\, \theta(\bar{\varepsilon}, RE_z).$$

Функция $\theta(\bar{\varepsilon}, RE_z)$ в подобных разрядах постоянна, так как зависит только от инвариантных величин, поэтому в подобных разрядах инвариантом является также отношение $R^2/(\lambda\lambda_\varepsilon)$: R^2/λ, как легко видеть, представляет собой полный путь электрона, продиффундировавшего от начальной точки на расстояние R, а само отношение $R^2/(\lambda\lambda_\varepsilon)$ есть полное число потерь энергии на этом пути. Для разряда в однородном газе λ, $\lambda_\varepsilon \sim p^{-1}$, поэтому $R^2/(\lambda\lambda_\varepsilon) \sim (pR)^2$, как и должно быть в соответствии с [1-3]. Если разряд осуществляется в смеси двух газов, но при этом выполняются условия $\lambda \sim p_1^{-1}$, $\lambda_\varepsilon \sim p_2^{-1}$ (случай [4, 5]), то видно, что $R^2/(\lambda\lambda_\varepsilon) \sim p_1 p_2 R^2$ (или $N_0 pR^2$, если вместо одного из давлений ввести концентрацию атомов). В общем случае λ и λ_ε есть функции p_1 и p_2. Их можно представить в виде $\lambda^{-1} = p_1\lambda_0^{-1}(p_2/p_1)$, $\lambda_\varepsilon^{-1} = p_1\lambda_{\varepsilon 0}^{-1}(p_2/p_1)$, и поэтому для сохранения числа потерь энергии δ необходимо фиксировать $p_1 R$ и p_2/p_1 [1-3].

В заключение авторы выражают благодарность Л. Д. Цендину за ряд ценных замечаний и советов.

Список литературы

[1] *Von Engel A.* Ionized Gases. Oxford: Claredon Press, 1955. 331 p.
[2] *Jounes F. Ll., Morgan G. D.* // Proc. Phys. Soc. B. 1951. Vol. 64. P. 560—566.
[3] *Pfau S., Rutsher A., Wojaczek K.* // Beitr. Plasmaphys. 1960. Vol. 9. P. 333—358.
[4] *Миленин В. М., Панасюк Г. Ю., Тимофеев Н. А.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 4. С. 447—453.
[5] *Kalanov V. P., Milenin V. M., Panasjuk G. Ju., Timofeev N. A.* // Phys. Lett. A. 1988. Vol. 126. P. 336—340.
[6] *Давыдов В. И.* // ЖЭТФ. 1937. Т. 7. Вып. 5. С. 1069—1075.
[7] *Цендин Л. Д.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 3. С. 1638—1650.

Ленинградский государственный университет

Поступило в Редакцию
19 декабря 1989 г.