

УДК 537.521

ПРЕДПОДЖИГОВЫЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОНАПОЛНЕННОГО ДИОДА С ТЕРМОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

А. А. Богданов, А. М. Марциновский

Исследуется поджиг и предподжиговые ВАХ плоского диода, заполненного парами цезия при предельно низких давлениях (10^{-4} — 10^{-3} Тор). Обнаружено существенное влияние на ВАХ пятнистости и шероховатости электродов, отражения электронов и вторичной электронной эмиссии с анода. Сравнение экспериментальных и расчетных ВАХ показывает их удовлетворительное согласие. Экспериментально установлен критерий, позволяющий вычислять напряжение поджига при разных давлениях и зазорах по известному сечению ионизации.

В [1] были получены предварительные результаты исследования поджига термоэмиссионного разряда при низких давлениях паров цезия p . Были определены низковольтная и высоковольтная ветви поджига $U_{п1,2}(pd)$ и критическое значение $(pd)_{кр}$, при котором обе ветви сливаются и разряд перестает поджигаться (d — межэлектродное расстояние). Настоящая работа продолжает исследование поджига разряда при предельно низких давлениях, когда $pd \leq (pd)_{кр}$.

Измерения в стационарном и импульсном режимах велись на диодах плоскопараллельной геометрии, заполненных парами цезия, с катодом косвенного подогрева [1]. Предподжиговые ВАХ диодов были записаны в диапазоне анодного напряжения U_a до 100 В. Большинство экспериментальных данных приводится для диода с диаметром электродов $A=11.8$ мм, $d=1.35$ мм; катод и анод были покрыты платиновой фольгой.

В реальном диоде предподжиговые ВАХ определяются в первую очередь ионизацией атомов и накоплением ионов в межэлектродном промежутке. Однако заметное влияние оказывают и дополнительные процессы — отражение электронов от анода и вторичная электронная эмиссия (ВЭЭ) с анода.¹ На эксперименте оказалось несложным разделить влияние этих факторов при проведении импульсных измерений. За время 0.1—0.3 мкс после подачи прямоугольного импульса напряжения в зазоре не успевает образоваться заметное число ионов и начальный ток по существу представляет ток диода без ионизационного усиления j_0 . При низких давлениях практически отсутствует рассеяние электронов на атомах в зазоре, поэтому j_0 определяется в основном пропусканием вакуумного диода, а также дополнительными процессами.

Импульсные измерения показали, что изменение тока j_0 в исследованной области давлений составляет менее 10%. Такой результат объясняется тем, что покрытие анода атомами цезия в исследованных режимах (температура анода $T_a=500$ — 700 К) близко к монослойному и незначительно меняется от режима к режиму, вследствие чего отражение электронов и ВЭЭ также практически постоянны. Кроме того, оказалось, что при $pd < 1/4 \cdot (pd)_{кр}$ ионизационное усиление не превышает 5%. В результате с понижением давления предподжи-

¹ Искривление и уменьшение поля на краю зазора также приводит к уменьшению плотности тока в приграничной области катода.

говые ВАХ стремятся к некоторой предельной кривой (рис. 1), которая и представляет $j_0(U_a)$. Практически в качестве кривой $j_0(U_a)$ использовалась ВАХ для $p d = 1.6 \cdot 10^{-4}$ Тор·мм (кривая 1). Здесь же изображен ток вакуумного диода $j_L(U_a)$. Видно, что j_0 всюду меньше j_L , как это и должно быть при учете отражения, ВЭЭ и краевых эффектов. Отклонение j_0 от j_L составляет 30—40 % и характерным образом меняется с изменением U_a — в соответствии с зависимостью отражения и ВЭЭ от U_a . Наиболее отчетливо это проявляется в диапазоне U_a от 10 до 20 В, где на ВАХ наблюдаются горбы (рис. 1, а, кривые 1, 2, 4). Аномальный участок оказался примерно одинаковым для приборов с разными анодами (медным, молибденовым и платиновым), что указывает на определяющую роль покрытия атомами цезия на величину отражения и ВЭЭ.² С ростом p

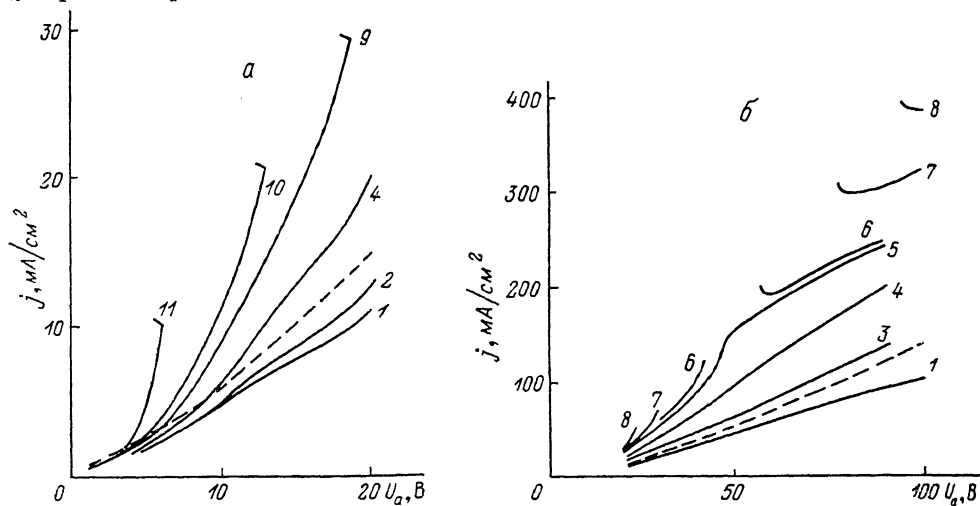


Рис. 1. Квазистационарные ВАХ диода. $T_k = 1070$ К, $j_s = 0.2 \div 1.5$ А/см².

а — $U_a = 0 \div 20$, б — $U_a = 20 \div 100$ В. 1 — $p \cdot 10^4 = 1.17$ Тор, 2 — 2.9, 3 — 4.35, 4 — 8.3, 5 — 9.05, 6—8 — 9.05 ÷ 10.0, 9 — 10.2, 10 — 13.2, 11 — 34. Штриховая кривая — ВАХ вакуумного диода (расчет по Лягмюру для $j_s = 0.9$ А/см²).

аномальный участок маскируется большим ионизационным усилением (рис. 1, а, кривая 9).

При известной величине j_0 ионизационное усиление определяется относительным током $I(U_a) = j(U_a) / j_0(U_a)$. Оно обусловлено суммарным вкладом пролетных ионов и ионов, захваченных в прикатодную потенциальную яму в результате перезарядки [3-5]. В частности, концентрация захваченных ионов n_s определяется балансом рождения медленных ионов в яме в процессе перезарядки и их радиального и надбарьерного выхода. На рис. 2 приведены ВАХ $I(\varphi_0)$ ³ для разных плотностей тока эмиссии j_s и расчетные ВАХ, учитывающие вклад пролетных ионов, но не учитывающие захват ионов в прикатодную яму [6].⁴

Постепенный рост $I(\varphi_0)$ при увеличении j_s должен быть связан с компенсирующим действием объемного заряда захваченных ионов. При малых j_s ВАХ стремятся к предельной ВАХ $I^*(\varphi_0)$ (рис. 2, 1), где захват ионов практически не сказывается, т. е. $n_s \approx 0$. Не случайно поэтому ВАХ $I^*(\varphi_0)$ близка к расчетной ВАХ. Из приведенного семейства ВАХ можно по аналогии с биполярным

² В вакуумных диодах с чистыми металлическими электродами аномальный участок на ВАХ не наблюдается, но появляется при использовании оксидных электродов за счет ВЭЭ от слоя ВаО или MgO, напыленного на внутреннюю поверхность анода с оксидного катода [2].

³ Здесь φ_0 — внутреннее падение потенциала в диоде: $\varphi_0 = U_a + \Delta\varphi_k + \chi_k - \chi_a$, где χ_k и χ_a — работа выхода катода и анода, $\Delta\varphi_k = T_k \ln(j_s/j)$ — прикатодный барьер, T_k — температура катода.

⁴ Расчетные ВАХ определяются параметром $b = \sqrt{M/m} c_0 n_a d$, где M и m — массы иона и электрона, n_a — концентрация атомов в зазоре, c_0 — характерное значение сечения ионизации [6, 7].

вакуумным диодом оценить отношение $n_3/n_0, n_0$ — концентрация быстрых пролетных ионов в районе прикатодной ямы. В вакуумном диоде при поступлении ионного тока j_i с анода с хорошей точностью выполняется соотношение $I-1 = A\alpha I$ [8]. Здесь и далее A, B, C — константы; $\alpha = (j_i/j) \sqrt{M/m}$ — параметр компенсации Ленгмюра. Если учесть, что $n_0 \sim j_i \sim \alpha I$, то $I-1 = Bn_0$. В газонаполненном диоде вклад захваченных ионов, по-видимому, без большой ошибки можно оценить аналогично: $I-1 = B(n_0 + n_3)$. Если учесть, что при прямой ионизации справедливо соотношение $n_0 = CI$, а из определения I^* следует $I^*-1 = BCI^*$, то можно получить $n_3/n_0 = (I-I^*)/I(I^*-1)$. Полученную экспериментальную зависимость $(n_3/n_0)_p$ можно сравнить с расчетной. Расчет $(n_3/n_0)_p$ производился по формулам (3)–(7) работы [4] с учетом того, что для ямы произвольной глубины вероятность захвата перезарядившегося иона $f = \text{erf} \sqrt{\Delta\varphi_k/T}$, а характерное время надбарьерного выхода $\tau_0^{-1} = n_0 v \sigma_{ia} [1 - \text{erf} \sqrt{\Delta\varphi_k/T}]$,

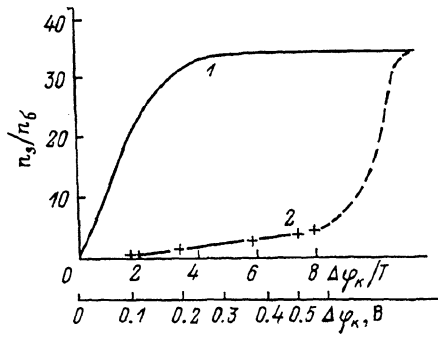
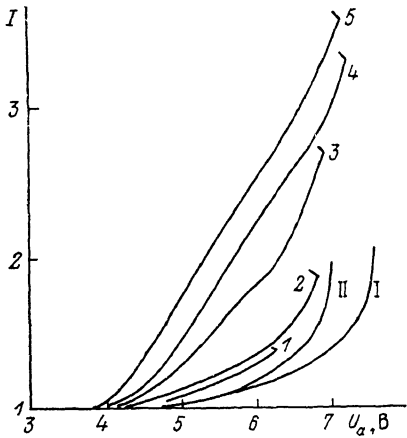


Рис. 2. Относительные стационарные ВАХ диода.

1–5 — эксперимент, $p=3.4 \cdot 10^{-3}$ Тор. I, II — расчет [8]. 1 — $j_0=0.0024$ А/см², $b=4.20$; 2 — 0.0064, 4.16; 3 — 0.026, 4.04; 4 — 0.21, 3.85; 5 — 0.89, 3.68. I — $b=3.54$, II — 4.45.

Рис. 3. Зависимость n_3/n_0 от прикатодного барьера $\Delta\varphi_k/T$ для $p=3.4 \cdot 10^{-3}$ Тор. I — расчет, 2 — эксперимент для $\varphi_0 = 5$ В.

$T=(T_k+T_a)/2$ — температура атомов в зазоре, σ_{ia} — сечение перезарядки (при выводе этих формул считалось, что $\sigma_{ia} \sim v^{-1}$).

Из рис. 3 видно, что расчетная зависимость $(n_3/n_0)_p$ выходит на насыщение при $\Delta\varphi_k/T=3 \div 4$. При больших $\Delta\varphi_k/T$ потери ионов из ямы полностью определяются радиальным уходом, который не зависит от $\Delta\varphi_k$. Экспериментальная кривая идет гораздо ниже расчетной и не выходит на насыщение даже при $\Delta\varphi_k=8$ $T \approx 0.5$ В. Такое значительное расхождение только частично можно отнести за счет приблизительного характера обработки экспериментальных данных и расчета. Оно свидетельствует о наличии неучтенных надбарьерных потерь в реальном диоде, которые медленно уменьшаются с ростом $\Delta\varphi_k$. Эти потери скорее всего связаны с пятнистостью катода.

Действительно, при расчете предполагалось, что катод однороден по работе выхода γ_k , т. е. однородны прикатодный барьер и надбарьерные потери. Однако известно, что на поверхности тугоплавких металлов и платины в процессе рекристаллизации при прогреве и обезгаживании образуются зерна размером 0.1 мм и более [9]. Даже при монослойном покрытии цезием такой поверхности контраст, т. е. максимальная разность работ выхода для разных зерен (пятен), составляет примерно 0.2 В и увеличивается при уменьшении покрытия [10], например при увеличении T_k и j_0 с выходом на максимум S-образной кривой. Кроме того, на реальных катодах могут быть участки, покрытые диэлектрическими пленками, работа выхода которых также сильно отличается от средней.

Влияние пятен на захват и удержание ионов в яме сильно зависит от соотношения их размеров l_n с расстоянием от катода до минимума потенциала x_0 . При $l_n \ll x_0$ пятна с большой работой выхода γ_k в значительной степени при-

крыты полем соседних пятен с малой χ_k . При этом потери захваченных ионов на первые пятна не будут сильно превосходить расчетные потери для соответствующего экспериментального значения $\Delta\varphi_k$, которое определяется из средней эмиссии j_s . При $l_n \geq x_0$ распределение потенциала над пятном практически не зависит от работы выхода соседних пятен и уход ионов из ямы через каждое пятно можно рассматривать независимо. При малых средних эмиссиях j_s у пятен с большой χ_k задерживающий барьер отсутствует и над пятнами $n_s \approx 0$. Кроме того, такие пятна являются стоком захваченных ионов из соседних областей, где χ_k мала и существует прикатодная яма. Отметим, что x_0 даже при больших j_s (~ 1 А/см²) составляет не более 0.1 мм; при уменьшении эмиссии j_s также уменьшается. Следовательно, на реальном катоде есть много пятен, для которых $l_n \geq x_0$. Поэтому при малых эмиссиях $(n_s/n_0)_s$ может быть гораздо меньше расчетного значения. С увеличением j_s задерживающий барьер появляется над большим числом пятен, поэтому $(n_s/n_0)_s$ растет. Когда начнут закрываться последние большие пятна с максимальной χ_k , следует ожидать резкого роста $(n_s/n_0)_s$ с выходом на расчетное значение для однородного катода. Реализовать эту ситуацию на данном приборе было невозможно из-за ограниченности эмиссии катода, поэтому предполагаемый ход $(n_s/n_0)_s$ показан на рис. 3 штрихами. Относительно большие значения $\Delta\varphi_k$, при которых еще сохраняется $(n_s/n_0)_s \ll (n_s/n_0)_p$, т. е. открыты пятна с максимальной χ_k , позволяют сделать вывод в рамках предлагаемой модели о том, что контраст на исследованном катоде в максимуме S-образной кривой должен быть не менее 0.5—0.6 В.

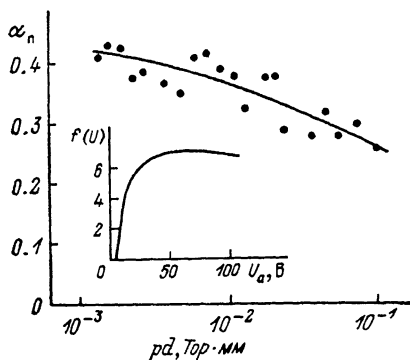


Рис. 4.

Безусловно, влияние пятнистости катода будет проявляться и при больших давлениях газа-наполнителя.⁵ Однако с ростом p все большее влияние на ВАХ оказывает ступенчатая ионизация с $6P$ уровня [4], что затрудняет [выделение воздействия пятнистости катода на поджиг, так как дополнительная ионизация уменьшает напряжение появления ионизационного усиления с ростом j_s . Именно поэтому только при низком давлении можно четко выделить влияние пятнистости катода на захват ионов и на предподжиговые ВАХ.

Пятнистость анода также влияет на ВАХ диода. В точке поджига на расчетных ВАХ (рис. 2, кривые I и II) выполняется условие $dI/d\varphi_0 = \infty$, а далее идет участок с отрицательным наклоном. На экспериментальной ВАХ в точке поджига $dI/d\varphi_0$ конечна. Даже при записи ВАХ с дополнительным стабилизирующим сопротивлением (~ 1 кОм) участок ВАХ в окрестности точки поджига не меняется.

Указанное различие экспериментальных и расчетных ВАХ можно объяснить следующим образом. Экспериментальный диод можно представить как набор диодов, включенных на один источник, имеющих общий катод и разные аноды, соответствующие пятнам с разной работой выхода χ_a . При одинаковом U_s в диодах с меньшей χ_a будет больше внутреннее падение; в результате при увеличении U_a поджиг, т. е. развитие неустойчивости анодного слоя, в таких диодах будет происходить раньше, чем в диодах с большой χ_a . Ясно, что возникновение локальной неустойчивости у отдельных пятен вызовет поджиг в экспериментальном диоде. Поскольку суммарная площадь таких пятен составляет незначительную часть площади электродов и их вклад в интегральную ВАХ диода невелик, в точке поджига на интегральной ВАХ не выполняется условие $dI/d\varphi_0 = \infty$. Аналогичное влияние на ВАХ диода могут оказывать неровности поверхности катода и анода или их незначительная непараллельность. Пятнистость и неровность анода могут также вызывать заметное различие экспериментальных и расчетных ВАХ при φ_0 , близких к потенциалу ионизации U_i .

⁵ Полученные результаты экспериментально подтвердили высказанную в [4] гипотезу о влиянии пятнистости катода на предельный предподжиговый ток диода.

Как известно, возникновение неустойчивости в анодном слое при поджиге происходит в результате нарастающего искажения распределения потенциала в зазоре, вызванного увеличением ионного заряда. Это искажение определяется параметром Ленгмюра α . Естественно сделать предположение, что при разных pd поджиг происходит при примерно одинаковом искажении потенциала в зазоре, так что критерием поджига является достижение определенного значения α . Для проверки был рассчитан ионный ток на катод, обусловленный прямой ионизацией

$$j_i = j_{n_a} \int_{x_i}^d \sigma_i(U) dx = j_{n_a} d \cdot 10^{-16} f(U_a),$$

здесь $U(x_i) = U_i$; $\sigma_i(U)$ — экспериментальное сечение ионизации [11]. При расчете предполагалось, что $U(x)$ соответствует (рис. 4) был определен параметр α_n вдоль экспериментальной кривой $U_n = U_n(pd)$ [1, 5] (рис. 4). Видно, что при увеличении pd в 100 раз α_n уменьшается всего на 40% (U_n — уменьшается при этом от 20 до 4.3 В). Таким образом, в цезии условие $\alpha(pd, U) = \text{const}$ является достаточно хорошим экспериментальным критерием импульсного поджига. Этот же критерий должен, по-видимому, выполняться и в других газах, причем константа в критерии должна быть близка к 1.

Сравнение ВАХ при разных j_3 — (рис. 2) показало, что при больших j_3 захват ионов сильно влияет на вид ВАХ при $p \approx 3 \cdot 10^{-3}$ Тор. При уменьшении давления цезия влияние захвата ионов на предподжиговые ВАХ падает, так как уменьшается поступление медленных ионов в яму, а надбарьерные потери растут вследствие уменьшения j_3 (падение максимума S-образной кривой при уменьшении p). Об уменьшении захвата ионов при понижении p свидетельствуют зависимости $j(t)$, полученные при подаче на диод прямоугольного импульса напряжения. На кривых $j(t)$ можно выделить стадию медленного роста тока, обусловленную накоплением захваченных ионов в прикатодной яме [5]. С понижением давления рост тока на медленной стадии уменьшается и уже при $p = 1 \cdot 10^{-3}$ Тор не превосходит 5% от квазистационарного тока. Следовательно, при pd , близких и меньших $(pd)_{кр}$, влияние захвата ионов на ВАХ мало. Поэтому здесь можно достаточно корректно сравнивать экспериментальные и расчетные [7] ВАХ $I(U)$, тем более что на экспериментальных относительных ВАХ в значительной мере исключено влияние дополнительных процессов на аноде, которые, так же как и захват ионов, не учитываются в расчете. Отметим, что расчет ВАХ был выполнен для экспериментального сечения ионизации атома цезия [11].

Из рис. 5 видно, что между экспериментальными и расчетными ВАХ есть удовлетворительное согласие. В точках поджига (кривые 4 и 3') с точностью 30% согласуются токи I_n . Координаты максимумов I_m и U_m на критических ВАХ (кривые 3 и 2') отличаются не более 25%. Сильнее отличаются экспериментальные и расчетные значения $b_{кр}$ — 1.0 и 1.56. В результате и расчетная кривая $U_n(b)$ сдвинута относительно экспериментальной кривой [1] (их сравнение приведено в [7]), хотя в остальном обе кривые практически идентичны. Такое различие значений $b_{кр}$ может быть связано с неточным определением концентрации цезия в зазоре, а также с погрешностью измерения $\sigma_i(U)$.

Проведенные исследования показали, что на предподжиговые ВАХ диода $j(U)$ при низких давлениях значительное влияние оказывают свойства электродов: пятнистость и шероховатость, отражение электронов от анода и вторичная электронная эмиссия. При построении относительных ВАХ $I(U)$ удается в зна-

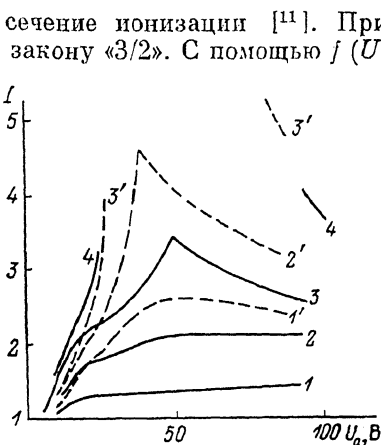


Рис. 5. Относительные ВАХ диода.

Сплошные кривые — эксперимент для $T_K = 1070$ К, $j_3 = 0.2 \div 0.7$ А/см²; штриховые — расчет [7], $1 - p = 4.35 \times 10^{-4}$ Тор ($b = 0.48$), $2 - 8.3 \cdot 10^{-4}$ (0.93), $3 - 9.05 \cdot 10^{-4}$ (0.99), $4 - 1 \times 10^{-3}$ (1.13). $1' - b = 1.4$, $2' - 1.558$, $3' - 1.69$.

чительной степени исключить из рассмотрения дополнительные процессы на аноде. Захват ионов в прикатодную яму также влияет на ВАХ, увеличивая проходящий ток, причем захват ионов, как оказалось, в значительной мере зависит от пятнистости катода. При понижении давления захват ионов уменьшается и при $pd < (pd)_{кр}$ слабо влияет на ВАХ. Сравнение экспериментальных и расчетных ВАХ $I(U)$ в этом диапазоне pd показывает их удовлетворительное согласие. Можно поэтому считать, что в настоящее время выявлены основные элементарные процессы, влияющие на поджиг кнудсеновского термоэмиссионного разряда.

В заключение авторы благодарят Э. П. Бусыгина, В. Г. Григорьянца и В. Г. Юрьева за полезное обсуждение и советы.

Литература

- [1] Богданов А. А., Марциновский А. М. ЖТФ, 1984, т. 54, № 12, с. 2386—2389.
- [2] Брюининг Г. Физика и применение вторичной электронной эмиссии. М.: Сов. радио, 1958, с. 138.
- [3] Бусыгин Э. П., Григорьянц В. Г. ЖТФ, 1985, т. 55, № 8, с. 1530—1539.
- [4] Богданов А. А., Марциновский А. М. ЖТФ, 1986, т. 56, № 8, с. 1552—1561.
- [5] Богданов А. А., Марциновский А. М. ЖТФ, 1987, т. 57, № 4, с. 695—702.
- [6] Бабанин В. И., Эндер А. Я. ЖТФ, 1971, т. 41, № 4, с. 720—727.
- [7] Бабанин В. И., Эндер А. Я. Тез. докл. III Всес. конф. по физике газового разряда. Киев, 1986, с. 159—161.
- [8] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
- [9] Күшталова И. Н. Рекристаллизация и дисперсионное упрочнение металлов и сплавов. Киев: Наукова думка, 1969.
- [10] Vedula Yu. S. et al. Proc. 3rd Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation. Julich, 1972, p. 1353—1360.
- [11] Nygaard K. J. J. Chem. Phys., 1968, v. 49, N 5, p. 1995—2002.

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

Поступило в Редакцию
14 июля 1987 г.