

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

621.3.032.273

ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭМИТТЕРЫ ИОНОВ**М. Д. Габович**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	137
2. Состав пучка. Зоны ионообразования	139
3. Неустойчивость поверхности жидкого металла в электрическом поле и форма эмиттера	141
4. Ионная эмиссия жидкометаллического острья. Ограничение плотности ионного тока и тока пучка	145
5. Применение жидкометаллических эмиттеров	147
6. Заключение	150
Цитированная литература	150

1. ВВЕДЕНИЕ

В истории развития источников ионов известны примечательные периоды, когда выдвигались принципиально новые идеи, стимулирующие быстрый рост параметров формируемых ионных пучков. Одним из таких этапов является создание ионных эмиттеров нового типа — жидкометаллических эмиттеров ионов, применение которых способствует развитию важных направлений современной техники. Следует подчеркнуть трудность выяснения природы ионной эмиссии жидкого металла, которая наблюдается в крайних условиях, характеризующихся сочетанием высокой плотности ионного тока, очень малых размеров эмиссионной зоны, действия сильного электрического поля, — аналогичные обстоятельства, как известно, растянули на многие десятилетия исследования электронной эмиссии катодного пятна дуги.

Если не касаться технических деталей, рассматриваемым эмиттером ионов является небольшая часть поверхности жидкого металла, смачивающего металлическую иглу и покрывающего ее тонким слоем (рис. 1). Перед эмиттером находится электрод — экстрактор, создающий вблизи острья сильное, ускоряющее ионы электрическое поле $\sim 10^8$ В/см и имеющий отверстие для вывода формируемого ионного пучка. Наблюдаемая в этих условиях интенсивная эмиссия ионов металла не может быть объяснена каким-либо одним известным процессом, в частности, процессом полевого испарения¹. В сводимых к такому процессу ситуациях, когда, например, галлий находится на поверхности вольфрамового острья в твердой фазе, либо поступает на вершину острья из резервуара с жидким галлием, но не накапливается здесь, а, уходя, создает автоионное изображение вольфрама^{2,3}, ток эмиссии Ga^+ не превышает 10^{-9} А. Специфический

же режим жидкометаллического эмиттера ионов отличается: большим током эмиссии $10^{-6} \div 10^{-3}$ А; существованием на поверхности иглы жидкого металла, приобретающего в сильном электрическом поле специфическую конфигурацию; действием механизма саморазогрева эмиттирующей области — для галлия до $500-1000^\circ\text{C}$; характерным свечением вблизи

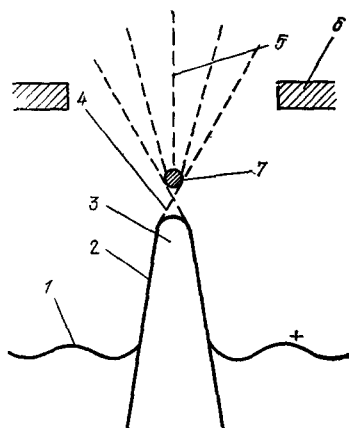


Рис. 1. Схематическое изображение жидкометаллического источника ионов.

1, 2 — жидкий металл; 3 — металлическая игла; 4 — жидкометаллическое острие; 5 — ионы металла; 6 — экстрактор; 7 — область свечения.

острия; автоионным изображением в виде сплошного пятна или, иногда, в виде появляющихся и исчезающих ярких concentрических колец ⁴. Прийти к такому режиму можно как путем повышения температуры металла внешним нагревом при фиксированном достаточно большом потенциале U (рис. 2), так и путем увеличения U до некоторого порогового значения $U_{\text{пор}}$ (рис. 3) ^{5,6}. В обоих случаях установлению режима всегда

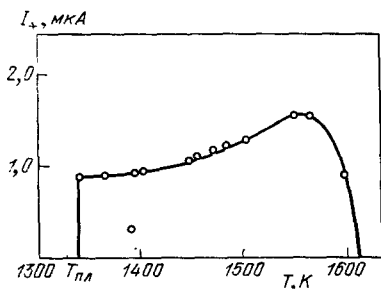


Рис. 2. Зависимость тока ионной эмиссии от температуры (золотой эмиттер).

$T_{\text{пл}}$ — температура плавления золота.

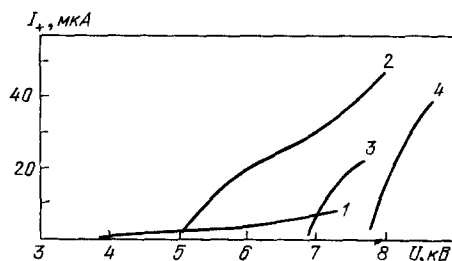


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики источника ионов золота при различных радиусах иглы (мкм): 1 (1), 3 (2), 7 (3) и 9 (4).

сопутствует скачок ионного тока на несколько порядков величины ^{5, 7}. Вольт-амперная характеристика эмиттера после порогового скачка имеет усредненную крутизну $dI/dU \approx 10-50$ мкА/кВ.

Для того чтобы составить опирающуюся на факты картину сложного явления ионной эмиссии жидких металлов в сильном электрическом поле, после общей характеристики явления необходимо перейти к детальному его анализу.

2. СОСТАВ ПУЧКА. ЗОНЫ ИОНООБРАЗОВАНИЯ

Бесспорный интерес вызывает состав пучка, отбираемого от жидкометаллического эмиттера. Масс-спектрометрический анализ показывает, что наиболее распространенный галлиевый эмиттер испускает³, в основном, атомарные ионы Ga^+ (99%) и небольшое количество ионов Ga^{++} , эмиттер же из золота отличается большим содержанием двухзарядных ионов (65% Au^+ и 20% Au^{++}). По мере роста общего эмиссионного тока I_+ , сопутствующего изменению ускоряющего потенциала, наряду с увеличением числа испускаемых атомарных ионов, появляется и быстро нарастает компонент молекулярных ионов^{2,8} Ga_n^+ , где $n = 2-5$, или, например, Au_n^+ ($n = 2-7$).

Наряду с заряженными частицами эмиттер испускает и нейтральные. Наличие в потоке ионов цезия нейтральных атомов, а также отношение этих потоков $v(\text{Cs})/v(\text{Cs}^+) \leq 5\%$, легко было установить с помощью детектора, действие которого основано на поверхностной ионизации атомов⁹. О существовании нейтрального компонента вблизи других жидкометаллических эмиттеров оказалось возможным судить по обнаруженному здесь свечению — излучению нейтральных атомов^{10,11}. В исследованном диапазоне длин волн $2000 \div 8000 \text{ \AA}$ зафиксирован ряд линий, в первую очередь линий возбужденных атомов, в случае галлия — линий галлия 4172 и 4033 \AA . Линии ионизованных атомов галлия в сотни раз менее интенсивны, а очень слабые молекулярные полосы Ga_2 удалось обнаружить лишь в самое последнее время. В работе¹⁰ установлена квадратичная зависимость интенсивности излучения линии 4172 \AA от тока эмиссии, и из этого сделан целый ряд выводов: свободные нейтральные атомы образуются за счет их термической десорбции при ударах об эмиттер ускоренных электронов; последние появляются в пучке из-за того, что преобладающим механизмом образования ионов является полевая ионизация нейтральных частиц; излучение GaI обязано электрон-атомным столкновениям. Дальнейшие исследования показали, однако, что интенсивность излучения растет с током быстрее, чем по квадратичному закону, и авторы¹¹ пришли к противоположным выводам: источником нейтральных атомов, поток которых экспоненциально растет с током эмиссии, не может быть обычная термическая десорбция — для этого не хватает выделяющейся энергии¹²; по крайней мере до тока 30 мкА преобладающим механизмом образования ионов является не полевая ионизация, а полевое испарение; излучение GaI вызвано не электрон-атомными, а ион-атомными $\text{Ga}^+ \rightarrow \text{Ga}$ столкновениями.

Таким образом, масс-спектрометрическим методом получены надежные данные о сложном составе ионных пучков, формируемых различными жидкометаллическими источниками, а обнаруженное специфическое свечение позволило со всей очевидностью установить в ионном потоке нейтральных атомов, хотя механизм их интенсивного образования еще не выяснен.

Поскольку жидкометаллические эмиттеры находятся в сильном электрическом поле, изучение распределения ионов по энергиям представляет собой довольно чувствительный метод определения места их возникновения и служит одним из основных источников сведений, способствующих выяснению механизма ионной эмиссии. Измеряемый при торможении иона дефицит его энергии дает возможность определить разность потенциалов между зоной образования и жидким металлом, а следовательно, и место расположения этой зоны.

Дефицит энергии иона, образуемого на эмиттере путем полевого испарения, равен $^{13}\Delta\epsilon = I_n - n\phi + H_a - Q(E)$, где I_n — ионизационный потенциал n -кратно заряженного иона, ϕ — работа выхода тормозящего электрода — коллектора, H_a — энергия испарения. Для Ga^+ с энергией

активации $Q(E) \approx 0$ расчетная величина $\Delta\mathcal{E} = 4,9$ эВ. На рис. 4 показано распределение ионов галлия Ga^+ по энергиям при различных температурах эмиттера¹³. При низкой температуре для максимума распределения дефицит энергии составляет $\Delta\mathcal{E} = 4 \pm 1$ эВ и близок в величине, соот-

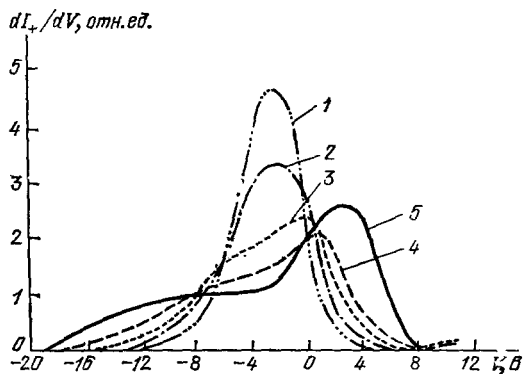


Рис. 4. Изменение распределения ионов по энергии с температурой (галлиевый эмиттер).

T (К) = 295 (1), 375 (2), 412 (3), 560 (4) и 900 (5). $I_+ = 2$ мкА.

ветствующей возникновению ионов в процессе полевого испарения. С ростом температуры эмиттера основной пик сдвигается в сторону меньшего $\Delta\mathcal{E}$, и это обстоятельство предположительно связывается с возбуждением поверхностных атомов галлия электронами, которые, образуясь в процессе полевой ионизации, устремляются к эмиттеру. Дополнительный же широкий пик с дефицитом энергии $\Delta\mathcal{E} \approx 10$ эВ объясняют полевой

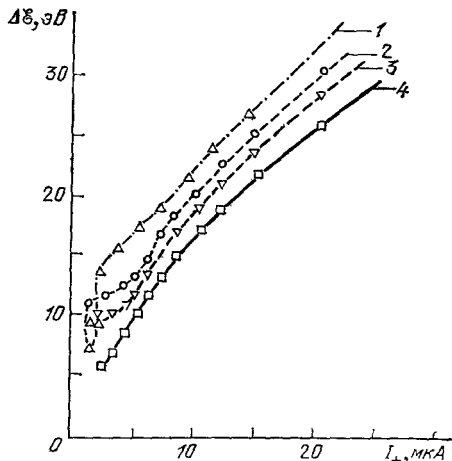


Рис. 5. Зависимости полуширины распределения ионов по энергиям от общего ионного тока (галлиевый эмиттер).

T (К) = 552 (1), 455 (2), 390 (3) и 293 (4).

ионизацией нарастающего потока нейтральных атомов (образованные в объеме ионы не проходят всю ускоряющую разность потенциалов). Аналогичное смещение максимума распределения ионов по энергиям в сторону большего дефицита энергии ионов галлия наблюдается с ростом тока эмиссии^{3, 13}, однако точное определение этого смещения затруднено в связи с одновременным увеличением полуширины распределения. На рис. 5 приведена зависимость полуширины распределения энергий ионов от величины I_+ . Подобная зависимость^{14, 15} объясняется тем, что в плотном расходящемся ионном пучке за счет кулоновских столкновений происходит преобразование поперечных импульсов в продольные — эффект Бурша¹⁶. Телесный угол Ω , в пределах которого движутся эмиттируемые

ионы, по той же причине растет с величиной I_+ . Несмотря на это, угловая интенсивность пучка I_+/Ω тоже нарастает¹⁷ и составляет $\approx 10-50$ мкА/стерадиан. Распределение ионов Au^+ по энергиям примерно гауссово с максимумом при ≈ 100 эВ, а распределение ионов Au_n^+ имеет вторичный пик, соответствующий энергии до 300 эВ, что указывает на особую удаленность места образования этих ионов от острия⁸.

Итак, экспериментальные данные о распределении ионов по энергиям оказались источником важной информации. Существуют три зоны образования ионов. Атомарные ионы при малых токах образуются, в основном, непосредственно на эмиттере, а с ростом тока — на эмиттере и частично вблизи него на расстоянии $\leq 10-100$ Å. Молекулярные ионы образуются преимущественно на расстоянии $\approx 100-1000$ Å от эмиттера.

Наконец, следует обратить внимание на фактическое отсутствие надежных данных о поперечном размере эмиссионной зоны — еще одной величины, знание которой необходимо для выяснения физической природы явления. Гомер¹⁸, к которому присоединяется целый ряд авторов, оценивает радиус этой зоны $\sim 10^{-7}$ см, хотя с такой оценкой, не подтвержденной какими-либо экспериментами, трудно согласиться из самых общих соображений. Выяснение истинной конфигурации эмиттера и размеров эмиссионной зоны невозможно без рассмотрения устойчивости поверхности жидкого металла в сильном электрическом поле.

3. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И ФОРМА ЭМИТТЕРА

Работу Тейлора¹⁹ обычно считают обоснованием того, что при критической разности потенциалов $U_{кр}$ между экстрактором и жидкометаллическим эмиттером последний принимает форму конуса с определенным углом при вершине $2\alpha_0$ (рис. 6). Условие равновесия давлений на поверхности проводящей жидкости с поверхностным натяжением γ и с электрическим полем E на этой поверхности имеет вид

$$\gamma \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) = \frac{E^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где ρ_1 и ρ_2 — главные радиусы кривизны. Поскольку единственный радиус кривизны конической поверхности обратно пропорционален расстоянию R от вершины, из (1) следует, что в равновесии электрическое поле убывает пропорционально $R^{-1/2}$. Равновесие осуществляется в поле с потенциалом

$$U = CR^{1/2}P_{1/2}(\cos \theta), \quad (2)$$

где C — постоянная, а $P_{1/2}(\cos \theta)$ — функция Лежандра. Из условия эквипотенциальности конуса $P_{1/2}(\cos \theta) = 0$ определяется $\theta = \theta_0 = 130,7^\circ$ и $\alpha = \alpha_0 = 49,3^\circ$. Вытекающее из (1) равенство

$$\frac{\gamma \operatorname{ctg} \alpha_0}{R} = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{1}{R} \frac{dU}{d\theta} \right)^2$$

позволяет определить нормальное к поверхности конуса Тейлора поле —

$$E = \frac{1}{R} \frac{dU}{d\theta} = 1,4 \cdot 10^3 \gamma^{1/2} R^{-1/2} \text{ В/см}, \quad (3)$$

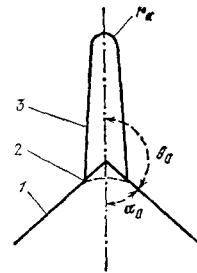


Рис. 6. Формы жидкометаллических эмиттеров.

1 — конус Тейлора; 2 — конус Тейлора со сглаженной вершиной; 3 — эмиттер с полусферической вершиной.

а также исключить A и вычислить критическую разность потенциалов, необходимую для образования такого конуса:

$$U_{кр} = 1,4 \cdot 10^3 \gamma^{1/2} R_0^{1/2} \text{ В}; \quad (4)$$

здесь R_0 — значение R при $\theta = 0$ — расстояние от вершины конуса до экстрактора, форма которого задана соотношением $R = R_0 [P_{1/2}(\cos \theta)]^{-2}$.

Ряд экспериментов подтверждает переход от сфероидальной поверхности к конической при некотором критическом поле²⁰. Жидкометаллические эмиттеры, отвердевшие в виде конусов Тейлора, действительно наблюдались⁸, хотя в ряде случаев⁶ угол при вершине существенно отличался от $2\alpha_0$. Использование электронного микроскопа с энергией электронов 200 кэВ позволило исследовать форму кончика иглы непосредственно в



Рис. 7. Электронно-микроскопическое изображение действующих индиевых эмиттеров.

a — на боковой поверхности видны капли, отрываемые полем; b — острое может быть аппроксимировано полусферой радиусом $\sim 0,5$ мкм с небольшим коническим выступом.

процессе эмиссии²¹ и зафиксировать на острие небольшой конический выступ с углом около 90° (рис. 7). Вместе с тем согласование формы эмиттера в виде Тейлоровского неограниченного конуса с возможными механизмами эмиссии оказывается затруднительным.

Как показывают расчеты¹, для получения ионов полем испарением или полевой ионизацией необходимо поле $E \approx 10^8$ В/см, которое, согласно (3), локализуется на галлиевом ($\gamma = 700$ дин/см) конусе Тейлора в эмиссионной зоне радиусом $\approx 10^{-7}$ см. Такой неправдоподобно малый радиус эмиссионной зоны специфичен для эмиттера конической формы, при которой поле резко убывает по мере удаления от вершины. Необходимость критического отношения к представлению о такой форме эмиттера вытекает, прежде всего, из работы²². Попытки численным методом определить самосогласованное электрическое поле с учетом объемного заряда ионов вблизи эмиттера в виде конуса Тейлора потерпели неудачу уже при минимальном токе $I_+ = 1$ мкА. При учете объемного заряда изменялся знак поля в области вершины, что исключало возможность прохождения тока и, следовательно, противоречило исходным данным. В то же время модель эмиттера в виде такого же конуса Тейлора, но с выступом на вершине, заканчивающимся полусферой (рис. 6), позволила получить искомое самосогласованное распределение поля с учетом объемного заряда²². Следует добавить, что Тейлор¹⁹ не рассматривал эволюцию поверхности жидкости в нарастающем электрическом поле, и поэтому выражения (3) и (4) пред-

ставляют собой лишь необходимые, но недостаточные условия образования равновесной конической конфигурации (см. также ²³).

Необходимость устранения возникающих противоречий побуждает обратиться к задаче об устойчивости поверхности жидкого металла в электрическом поле. Тонкс ²⁴ и Френкель ²⁵ предсказали неустойчивость гравитационно-капиллярных волн на поверхности жидкого металла при существовании здесь достаточно сильного электрического поля $E > E_{\text{кр}}^{\text{T-Ф}}$. Неустойчивость возникает из-за того, что малое возмущение жидкости $\xi = a \exp [i(kx - \omega t)]$ вызывает появление, наряду с дополнительными давлениями $\rho g \xi$ и $\gamma \partial^2 \xi / \partial x^2$, отрицательного давления $E_k^2 \xi / 4\pi$, приводящего к росту начального возмущения, к новому увеличению отрицательного давления и т. д. Из дисперсионного уравнения для гравитационно-капиллярных волн в присутствии электрического поля ²⁶

$$\omega^2 = \frac{k}{\rho} \left(\gamma k^2 + \rho g - \frac{E^2}{4\pi} k \right) \quad (5)$$

получается известное выражение для критического поля аperiodической неустойчивости ($\omega^2 < 0$) Тонкса — Френкеля:

$$E_{\text{кр}}^{\text{T-Ф}} = \sqrt[4]{64\pi^2 \gamma \rho g}. \quad (6)$$

В рассматриваемых условиях актуальны только коротковолновые капиллярные волны ($\alpha k^2 \gg \rho g$), неустойчивые при критическом поле —

$$E_{\text{кр}}^{\gamma} = \sqrt{4\pi \gamma k}. \quad (7)$$

Интересно, что в последние годы неустойчивость Тонкса — Френкеля привлекла внимание в связи с открытой неустойчивостью заряженной поверхности жидкого гелия в электрическом поле ^{27, 28} и изучением поведения ферромагнитной жидкости в магнитном поле ²⁹.

Из выражения (7) следует неустойчивость жидкометаллических эмиттеров в характерном для них сильном электрическом поле даже по отношению к очень коротковолновым возмущениям. Как указывалось выше, Тейлор ¹⁹ при своем теоретическом анализе вопросов устойчивости не касался, но в то же время экспериментально продемонстрировал неустойчивость вершины конуса, проявляющуюся в испускании очень тонкого потока жидкости. Предположение о том, что фактическим эмиттером служит не сглаженная вершина конуса, а фронт вытекающего из вершины потока, приводилась еще в работе ³⁰. Это предположение согласуется с результатами теоретических и экспериментальных исследований нелинейной стадии неустойчивости Тонкса — Френкеля.

Суммируя в этой связи результаты теоретических работ ^{24, 25, 31}, можно было предсказать два этапа неустойчивости. Первый завершается образованием сфероидального или конического выступа на поверхности жидкого металла. На втором этапе объем выступа сохраняется, дополнительно жидкость в него не поступает, но концентрация электрического поля приводит к быстрому росту на выступе пика с уменьшающимся радиусом кривизны. Вблизи переднего фронта может наблюдаться появление перетяжки — предвестника отрыва капли от растущего пика ³¹. Приведенная картина воспроизводится экспериментально. Нарастание микровыступов на поверхности жидкого металла, находящегося в сильном электрическом поле, установлено с помощью теневой фотографии и быстродействующего фоторегистратора ³². При всей привлекательности этого метода, позволяющего непосредственно следить за развитием неустойчивости *in situ*, он, как и любой оптический метод, имеет известные ограниче-

ния и не может дать сведений об очень мелких деталях развивающихся пиков с характерным размером порядка длины световой волны. В этом смысле преимуществом обладает способ, основанный на использовании контакта жидкого металла с плазмой³³, который позволяет в определенный момент зафиксировать развивающиеся нелинейные волны и вслед за этим с высоким разрешением изучить все детали с помощью растрового электронного микроскопа. Панорама таких «замороженных» волн, а также фотографии отдельных пиков показаны на рис. 8. Они подтверждают двухступенчатый характер развития неустойчивости — образование сфероидальных

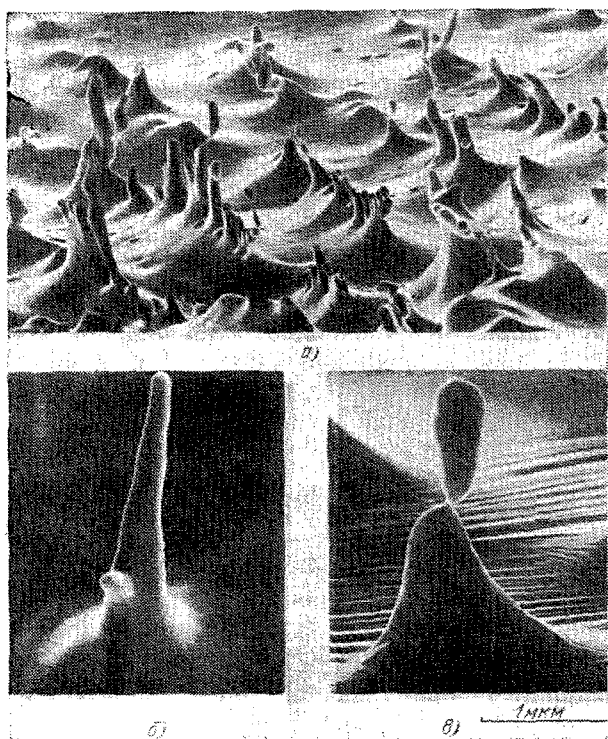


Рис. 8. Панорама «замороженных» нелинейных капиллярных волн, образованных вследствие неустойчивости Тонкса — Френкеля (а), увеличенное изображение отдельного пика (б) и капля, «замороженная» в момент отрыва (в).

или конических выступов с последующим ростом на них пиков с уменьшающимся радиусом кривизны; на некоторых пиках видны «замороженные» в момент отрыва капли. Форма слоя металла, покрывающего иглу эмиттера (см. рис. 7), непосредственно связана с рассмотренной неустойчивостью.

Итак, весьма вероятен отбор ионов не со сглаженной вершины тейлоровского конуса, но, напротив, с фронта очень тонкого потока металла, испускаемого вершиной из-за неустойчивости. В таком случае для вычисления поля на эмиттере применима известная в автоионной микроскопии формула $E = U/\mu r_a$, где μ — коэффициент, примерно равный 5 в широкой области значений R_0/r_a от 10^3 до 10^5 , а r_a — радиус кривизны фронта потока³⁵. Так как в этих условиях поле относительно однородно, рассчитанная при типичных значениях $U = 5$ кВ, $E = 10^8$ В/см величина $r_a = 10^{-5}$ см должна быть близка к радиусу эмиссионной зоны $r_{\text{зоны}}$. Она сравнима с обычно принимаемой величиной максимального радиуса такой зоны^{7, 13, 21, 36}. Как следует из интересных электронно-микроскопических изображений действующего эмиттера²¹ (см. рис. 7), несмотря

на наличие конического выступа распределение электрического поля не может быть описано формулой (3), относящейся к тейлоровскому конусу неограниченных размеров.

Соответствующая радиусу 10^{-5} см плотность тока $j_+ = 10^6$ А/см² (при $I_+ = 100$ мкА) уже не вызывает приведенных выше возражений, основанных на учете действия объемного заряда. Конечно, при такой сравнительно большой величине r_a равенство $E^2/8\pi = 2\gamma/r_a$ может не выполняться, т. е. давление на поверхности может оказаться несбалансированным. Следует заключить, что концепция остроконечного эмиттера неизбежно приводит к тому, что конфигурация и расположение эмиттирующей границы жидкометаллического источника ионов определяется не уравнением баланса давлений (1), а лишь равенством числа поступающих к эмиттеру атомов и числа уходящих от него ионов³⁷.

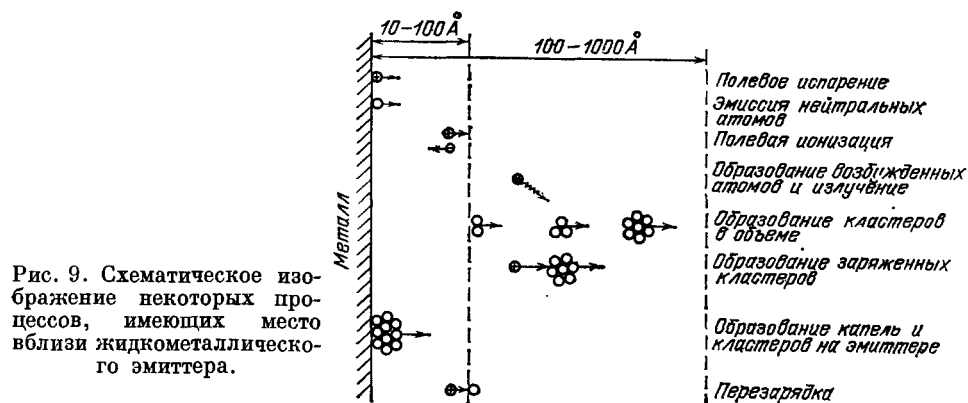
Если считать, что при пороговом потенциале возникает неустойчивость металлической поверхности с максимальной длиной волны, равной радиусу кривизны иглы, то из формулы (7), после подстановки $E = f(r)$, получается выражение для этого потенциала

$$U_{\text{пор}} = \sqrt{8\pi^2\mu^2\gamma r_{\text{иглы}}}, \quad (8)$$

качественно согласующееся с экспериментальными данными⁵ для «острых» игл (см. рис. 3). Как видно из сопоставления (4) и (8), пороговый потенциал не обязательно совпадает с критическим потенциалом, при котором образуется конус Тейлора.

4. ИОННАЯ ЭМИССИЯ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКОГО ОСТРИЯ. ОГРАНИЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ИОННОГО ТОКА И ТОКА ПУЧКА

На рис. 9 схематически представлены процессы образования ионов и сопутствующих им нейтральных частиц, рассматриваемые в связи с проблемой ионной эмиссии жидких металлов. Наибольшее внимание привлекает процесс полевой ионизации, а также процесс полевой ионизации



атомов в области, примыкающей к эмиттеру. Вклад второго процесса, по-видимому, становится заметным по мере роста общего ионного тока. Молекулярные кластеры образуются как на поверхности жидкого металла, так и в потоке движущихся нейтральных частиц⁸. Наиболее вероятной причиной приобретения кластером заряда является процесс перезарядки: $Au^+ + Au_n \rightarrow Au_{n+1}^+$; $Au^+ + Au_n \rightarrow Au_n^+ + Au$. В особенности при больших токах возможно образование капель диаметром до нескольких микрон. Более склонны к образованию капель металлы с высоким значением

«испаряющего поля»¹, т. е. обычно металлы с высоким потенциалом ионизации⁹. Основной причиной нагрева эмиттера является бомбардировка его электронами, образующимися в процессе полевой ионизации.

Выше уже обращалось внимание на два возможных стационарных состояния эмиттера. Согласно распространенной точке зрения, форма и положение эмиттера определяются с помощью условия (1). Однако в рассматриваемых источниках непрерывного действия одновременно должно осуществляться равенство плотности потока атомов $\rho v/M$, достигающего поверхности эмиттера, и плотности потока эмиттируемых ионов j_+/e с учетом нейтрального компонента.

Наряду с этим возможно и другое состояние, когда баланс давлений не соблюдается, а именно $E^2/8\pi \gg 2\gamma/r_a$, и положение эмиттера определяется только указанным динамическим равновесием потока частиц на границе его с вакуумом³⁷. Последнее позволяет вычислить предельную плотность тока ионов, образуемых полевым испарением. При полном превращении подводимых к поверхности атомов металла в свободные ионы из закона сохранения импульса следует

$$\rho v v_1 \leq \frac{E^2}{8\pi}, \quad (9)$$

где v_1 — средняя скорость эмиттируемых ионов, v — скорость движения металла. Неравенство (9) накладывает ограничение на величину плотности ионного тока:

$$j_+ = \frac{e\rho v}{M} \leq \frac{eE^2}{8\pi M v_1}. \quad (10)$$

Типичным значениям $E = 10^8$ В/см, $v_1 = 4 \cdot 10^5$ см/с, $M = 10^{-22}$ г соответствует предельная плотность ионного тока $j_{+\text{пред}} = 10^7$ А/см².

Таким образом, если исходить из представлений об эмиссии ионов равновесной поверхностью конуса Тейлора при действии поля, описываемого выражением (3), то расчетный эмиссионный ток ионов оказывается меньше наблюдаемого: $I_+ = j_{+\text{пред}} \pi r_{\text{зоны}}^2 < 10^{-7}$ А. Если же исходить из представлений об эмиттере с несбалансированным давлением, радиус эмиссионной зоны которого не 10^{-7} , а 10^{-5} см, то ионный ток согласуется с наблюдаемым экспериментально: $I_+ = j_{+\text{пред}} \pi r_{\text{зоны}}^2 < 10^{-3}$ А. Это еще один аргумент в пользу концепции остроконечного эмиттера с несбалансированным давлением на поверхности.

Несмотря на то, что жидкометаллические эмиттеры находятся в сильном электрическом поле, из-за большой плотности тока объемный заряд ионов оказывается существенным даже при минимальном токе. Уменьшая электрическое поле, объемный заряд создает отрицательную обратную связь, действием которой Гомер¹⁸ объясняет высокую стабильность ионного тока, отбираемого от жидкометаллического эмиттера¹⁵. Объемный заряд, действительно, должен демпфировать колебания тока, но, очевидно, нужно согласиться с высказанным в работе³⁸ мнением, согласно которому шум ионного пучка ограничены флуктуациями в потоке металла к эмиттеру.

Объемный заряд определяет также величину максимального тока ионного пучка, источником которого служит одно острие при заданной разности потенциалов U_0 между ним и экстрактором. Для расчета поля с учетом объемного заряда обращаются к простейшей модели двух концентрических сфер^{18, 23, 37} — внутреннего эмиттера с радиусом r_a и внешнего экстрактора ($R_0/r_a = \xi$). Введение безразмерных параметров: потенциала

$y = U/U_0$ и радиуса $x = r/r_a$, позволяет представить уравнение Пуассона в виде

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{dy}{dx} = \frac{A}{x^2 \sqrt{y + \alpha}} \quad (11)$$

с краевыми условиями $y(1) = 0$, $y(\xi) = 1$; здесь $A = I_+ (M/2e)^{1/2} U_0^{-3/2}$, $\alpha = Mv_1^2/2eU_0$, где e , M — заряд и масса ионов, а v_1 — их начальная скорость. На рис. 10 приведены зависимости поля на эмиттере $dy/dx|_{x=1}$ от параметра A . Одна из них получена с помощью ЭВМ численным методом, а другая — приближенным решением (11) путем замены функции в правой его части решением соответствующего уравнения Лапласа. Из приближенного решения

$$\left. \frac{dy}{dx} \right|_{x=1} \approx [1 - A(\ln 4\xi - 1)] \quad (12)$$

следует, прежде всего, что в рассмотренной системе электродов ослабление поля из-за объемного заряда слабо зависит от радиуса кривизны эмиттера (величины ξ); это обстоятельство оправдывает постановку задачи с фиксированным радиусом r_a . Очевидное ограничение параметра A позволяет оценить максимальный ток ионов, который можно отобрать от одного острия в реальной сферически несимметричной системе. Так, при $U_0 = 6$ кВ, $M = 10^{-22}$ г максимальный ток не превышает 1 мА, что согласуется с экспериментальными данными²⁰.

Вольтамперная характеристика жидкометаллического эмиттера сложным образом определяется ограничением поля объемным зарядом (рис. 10), зависимостью тока эмиссии от поля, взаимозависимостью формы острия и электрического поля на его поверхности, импедансом потока вязкой жидкости вдоль основы эмиттера — боковой поверхности иглы³⁸⁻⁴⁰.

Решение уравнения (11) указывает еще на одну интересную особенность проявления объемного заряда — при относительно больших токах максимум поля оказывается не на поверхности эмиттера, а на некотором удалении от нее^{18, 23}.

5. ПРИМЕНЕНИЕ ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЭМИТТЕРОВ

Применение жидкометаллических эмиттеров⁴¹⁻⁴⁴ связано, в первую очередь, с уникальными возможностями, открывающимися при использовании хорошо сфокусированных плотных ионных пучков — ионных зондов, позволяющих осуществлять:

1. Экспресс-анализ заданного микрообъема твердого тела, включающий и изотопный его анализ, получение изображения поверхности «в лучах атомов заданной массы».

2. Шлифовку ионным зондом твердого тела и, следовательно, послойный его анализ, различные виды размерной обработки твердого тела.

3. Управление составом заданного микрообъема путем дозированного внедрения необходимых атомов, транспортируемых ионным зондом.

Поперечное разрешение ионного зонда определяется диаметром области развития каскада столкновений, вызванных первичным ионом в плоскости на глубине ≈ 10 Å, откуда еще могут выходить наружу вторичные

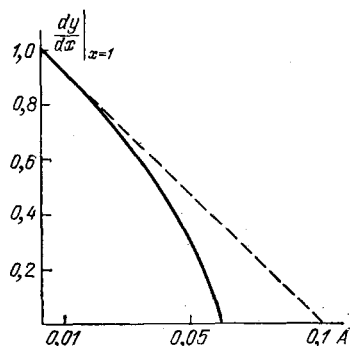


Рис. 10. Зависимость поля на эмиттере от параметра A . Приближенное решение показано штриховой линией.

частицы; в типичных условиях эта величина составляет $\approx 100 \text{ \AA}$ и определяет оптимальный размер ионного зонда. Установленная возможность формирования субмикронных ионных зондов с помощью жидкометаллических эмиттеров ионов привлекла внимание физиков, технологов, геологов, археологов и др. и открыла широкую перспективу применения таких зондов для научных и прикладных целей.

Важнейшим элементом системы формирования ионного зонда является источник ионов. Существование, что «пороки» последнего неизбежно влияют на такие фундаментальные свойства пучка, как его фазовый объем или стабильность, которые, в свою очередь, часто роковым образом ограничивают возможность использования этого пучка. Минимальный диаметр пучка, формируемого безабберационной оптикой, равен

$$d_{\min} = \frac{d_0}{\sqrt{\Phi}} \sqrt{\frac{kT_1}{eU_0} \frac{1}{\sin \theta}}, \quad (13)$$

где d_0 — начальный диаметр пучка, eU_0 — энергия ионов, T_1 — их эффективная температура, θ — половина угла конуса в области фокуса, Φ — отношение фактической плотности тока в фокусе к предельной плотности тока по Ленгмюру. Из этого известного выражения следует, что для формирования тонкого зонда нужно, в первую очередь, позаботиться о том, чтобы величины d_0 и T_1 были минимальны (минимальный эмиттанс пучка). Следует добавить, что с целью уменьшения сферической аберрации реальной ионно-оптической системы — это весьма актуально — ионный пучок с требуемым током должен быть параксиальным. Таким образом, важнейшим параметром источника ионов оказывается его яркость — отношение плотности тока формируемого пучка к единице соответствующего телесного угла. В связи с исключительно высокой начальной плотностью тока жидкометаллических эмиттеров ионов их яркость оценивается $\sim 10^6 \text{ А/см}^2 \text{ стер}^{17,45}$, что на четыре порядка превышает яркость лучших классических плазменных источников типа дуоплазматрон. Относительно большой разброс энергий ионов, получаемых с помощью рассматриваемых эмиттеров, может привести также к существенной хроматической аберрации. В этой связи оказывается важным правильный выбор тока ионного пучка¹⁴.

В качестве примера на рис. 11 приведена схема формирования субмикронного ионного зонда с использованием жидкометаллического источника ионов галлия⁴⁶. Такая система позволяет формировать ионный зонд диаметром 10^{-5} см с плотностью тока $1,5 \text{ А/см}^2$, энергией 57 кВ и яркостью пучка на мишени $3,3 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2 \text{ стер}$. В устройстве для исследования конденсации галлиевых ионов⁴⁷, переносимых ионным пучком, жидкометаллический эмиттер эксплуатировался лишь при небольших токах $\sim \text{мкА}$, когда можно было с уверенностью избежать недопустимого в данном случае образования кластеров или капель. В последнее время применением несимметричной трехэлектродной линзы⁴⁸ добились формирования ионного зонда диаметром $0,1\text{—}5 \text{ мкм}$ с энергией, регулируемой в широком интервале $20\text{—}2 \text{ кВ}$.

По конструктивным признакам жидкометаллические источники ионов условно можно разделить на три группы. В источниках, принадлежащих к одной из них, жидкий металл подается через капилляр^{20,30}, на выходе из которого внешним электрическим полем формируется эмиттирующая ионы поверхность этого металла. Источники второй группы отличаются тем, что в специальном резервуаре находится жидкий металл, из которого выступает металлическая игла, обычно вольфрамовая; поверхность последней, смачиваемая металлом, покрыта тонким его слоем, являющимся соб-

ственно эмиттером ионов ⁴⁹. Наконец, источники третьей группы представляют собой металлическую иглу, приваренную к металлической петле (рис. 12); температура иглы регулируется пропускаемым через петлю током. Игла и петля выполняют одновременно и роль резервуара жидкого металла, обволакивающего их поверхность более или менее однородно, либо на-

ходящегося преимущественно в одном месте в виде капли ^{4, 15}. Как и в источниках второй группы, эмиттером служит поверхность жидкого металла, смачивающего кончик иглы и покрывающего его тонким слоем. В каждом устройстве перед эмиттером находится экстрактор, а иногда перед последним — еще один электрод, управляющий ⁴⁸.

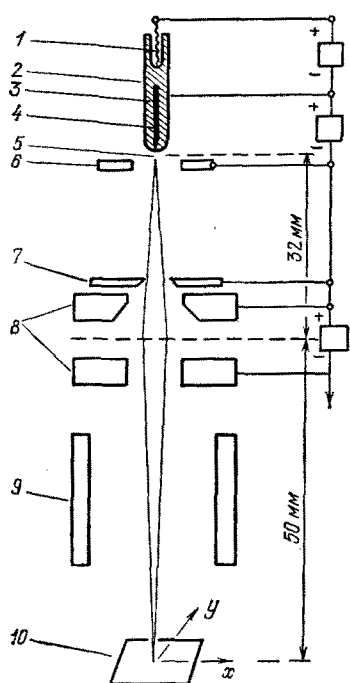


Рис. 11. Схематическое изображение системы формирования субмикронного пучка ионов галлия.

1 — нагреватель; 2 — резервуар;
3 — жидкий галлий; 4 — вольфрамовая игла; 5 — эмиттирующее острие; 6 — экстрактор; 7 — апертура; 8 — электроды ускоряющей линзы; 9 — отклоняющие пластины; 10 — мишень.



Рис. 12. Фотография жидкометаллического эмиттера ионов галлия.

Действию источника предшествует обработка иглы, направленная на очищение поверхности до достижения хорошего ее смачивания жидким металлом ^{5, 15}. Материал иглы, естественно, не должен растворяться в жидком металле. Особые трудности, встретившиеся, например, при разработке источников ионов алюминия ⁵⁰, состояли в активном взаимодействии расплавленного алюминия с большинством металлов, включая вольфрам. В этом случае успешно была применена графитовая игла, обработанная титаном (см. также ³⁴).

Выше, в качестве типичных, приводились данные, касающиеся галлиевых и золотых эмиттеров. Однако в настоящее время исследованы свойства жидкометаллических эмиттеров ионов Ga, In, Au, Cs, Al, Bi, Li, Sn, Hg, Ge, U, Pt, Fe и других металлов. В тех случаях, когда препятствием для создания эмиттера является высокая темпе-

ратура плавления металла или высокое давление его паров, используются сплавы с точкой плавления ниже температуры плавления исходных компонентов. Описаны, например, эмиттеры на основе сплавов Bi — Sn — Cd, Au — Si, Au — Ge⁵¹, Sb — Au — Pb⁵².

В заключение необходимо коснуться также жидкометаллических эмиттеров интенсивных ионных пучков, предназначенных, например, для применения в ускорительной технике или в области управляемого термоядерного синтеза^{36, 53, 54}. Один из способов получения интенсивных ионных пучков состоит в использовании блока жидкометаллических острий^{36, 53, 54}, поверхность которых в течение разрядного импульса служит источником плотной плазмы.

Потоки кластеров и капель с поверхности жидкого металла, находящегося в сильном электрическом поле, могут быть использованы, в частности, для получения тонких пленок и быстро отвердевающих сплавов, образования мелких частиц для порошковой металлургии²¹.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря рекордным значениям таких параметров, как плотность ионного тока, яркость, стабильность, и другим ценным особенностям, например самовозобновляемости материала, жидкометаллические эмиттеры ионов имеют еще не оцененную полностью широкую перспективу применения в различных областях науки и техники. Исследование же механизма ионной эмиссии жидких металлов в сильном электрическом поле, надо полагать, откроет новые интересные особенности сложного явления, разыгрывающегося, как в случае катодного пятна дуги, в очень малой по объему области $\sim 10^{-17}$ см³ с большой плотностью энергии.

Серьезные аргументы свидетельствуют не в пользу распространенных представлений¹⁸ о том, что собственно жидкометаллическим эмиттером ионов является зона радиусом $\sim 10^{-7}$ см на сглаженной вершине конуса Тейлора — поверхности жидкого металла со сбалансированным в каждой точке действием электрического поля и поверхностного натяжения. К таким аргументам относятся, в частности, рассмотренное выше подавление поля вблизи указанной зоны из-за действия объемного заряда эмиттируемых ионов, а также показанное ограничение потока последних, накладываемое законом сохранения импульса.

Заслуживает внимания альтернативная концепция остроконечного эмиттера, образующегося вследствие неустойчивости поверхности жидкометаллического острия и характеризуемого радиусом эмиссионной зоны $\sim 10^{-5}$ см и плотностью ионного тока 10^4 — 10^6 А/см². Конфигурация и положение фронта такого электрогидродинамического эмиттера с несбалансированным давлением на поверхности определяется равенством числа приходящих сюда атомов и эмиттируемых ионов

Институт физики АН УССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Автоионная микроскопия/Пер. с англ.— М.: Мир, 1971.
2. Culbertson R. J., Robertson G. H., Kuk Y., Sakurai T.— J. Vac. Sci. and Technol. 1980, v. 17, p. 203.
3. Culbertson R. J., Robertson G. H., Sakurai T.— Ibid., 1970, v. 16, p. 1868.
4. Sakurai T., Culbertson R. J., Robertson G. H.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 11.
5. Wagner A., Hall T. M.— J. Vac. Sci. and Technol., 1979, v. 16, p. 1871.
6. Komuro M.— In: Proc. of 27th Intern. Field Emission Symposium.— Tokyo, 1980, P. 189.

7. Clampitt R., Jefferies D. K.— Nucl. Instrum. and Meth., 1978, v. 149, p. 739.
8. Sudraud P., Colliex C., Van der Walle J.— J. Phys., 1979, v. 40, p. L207.
9. Mahoney I. F., Yahiki A. F., Daley H. L., Moore P. D., Perrel J.— J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 5101.
10. Kuk Y., Sakurai T.— Цит. в ⁶ сб.— P. 74.
11. Venkatesan T., Wagner A., Barr O.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 943.
12. Prewett P. D., Mair G. I., Thompson S. P.— In: Proc. of 28th Intern. Field Emission Symposium.— Portland, 1981.— P. 100.
13. Swanson L. W., Schwind G. A., Bell A. E.— J. Appl. Phys., 1980, v. 51, p. 3453.
14. Fox T. R., Levi-Setti R., Lam K.— Цит. в ⁶ сб.— P. 92.
15. Swanson L. W., Schwind G. A., Bell A. E., Brady J. E.— J. Vac. Sci. and Technol., 1979, v. 16, p. 1864.
16. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц.— М.: Мир, 1980.
17. Prewett P. D., Jefferies D. K., Cokhill T. D.— Rev. Sci. Instr., 1981, v. 52, p. 562.
18. Gomer R.— Appl. Phys., 1979, v. 19, p. 365.
19. Taylor G.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1964, v. 280, p. 383.
20. Swatik D. S., Hendrics C. D.— AIAA J., 1968, v. 6, p. 195.
21. Wagner A., Venkatesan T., Petroff P. M., Barr D.— J. Vac. Sci. and Technol., 1981, v. 19, p. 1186.
22. Nian-Kan Kang, Swanson L. W., Orloff J.— Цит. в ⁶ сб.— P. 71.
23. Miskovsky N. M., Cutler P. H., Lukas A. A.— Цит. в ¹² сб.— P. 66.
24. Tonks L.— Phys. Rev., 1935, v. 48, p. 562.
25. Френкель Я. И.— Phys. Zs. Sowjetunion, 1935, t. 8, s. 675.
26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1957.
27. Горьков Л. П., Черникова Д. М.— ДАН СССР, 1976, т. 228, с. 829.
28. Эдельман В. С.— УФН, 1980, т. 130, с. 675.
29. Шлиомис М. Н.— УФН, 1974, т. 112, с. 427.
30. Krohn V. E., Ringo G. R.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 479.
31. Баскин Л. М., Матюшичев Н. Ф., Фурсей Г. Н.— В кн.: Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума по ненакаливаемым катодам. Томск, 1980.— С. 78.
32. Барташюс И. Ю., Паневичюс Л. И., Фурсей Г. Н.— ЖТФ, 1971, т. 41, с. 1943.
33. Габович М. Д., Порицкий В. Я.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 320.
34. Toru Y., Yamada H.— Japan Appl. Phys., 1982, v. 21, p. L132.
35. Ishitani T., Tamura H.— Цит. в ⁶ сб.— P. 194.
36. Clampitt R., Aitken K. L., Jefferies D. K.— J. Vac. Sci. and Technol., 1975, v. 12, p. 1208.
37. Габович М. Д., Старков В. Н.— ЖТФ, 1982, т. 52, с. 1249.
38. Wagner A.— Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, p. 440.
39. Wagner A.— Цит. в ¹² сб.— P. 98.
40. Wagner A., Hall T. M.— J. Vac. Sci. and Technol., 1980, v. 16, p. 1871.
41. Seliger R. L., Sullivan P. A.— Electronics, 1980, v. 53, p. 142.
42. Werner H. W.— Vacuum, 1974, v. 24, p. 493.
43. Liebl H.— J. Phys. Ser. E, 1975, v. 8, p. 797.
44. Черепин В. Т. Ионный зонд.— Киев, Наукова думка, 1981.
45. Ringo G. R., Krohn V. E.— Nucl. Instr. and Meth., 1978, v. 149, p. 735.
46. Seeliger R. L., Kubena R. L.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 310.
47. Ishitani T., Shimase A., Tamura H.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, p. 627.
48. Ishitani T., Tamura H., Todokoro H.— J. Vac. Sci. and Technol., 1982, v. 20, p. 80.
49. Prewett P. D., Jefferies D. K.— J. Phys. Ser. D, 1980, v. 13, p. 1747.
50. Bell A. E., Schwind G. A.— Цит. в ¹² сб.— P. 86.
51. Gamo K., Namba S.— In: The 4th Symposium on Ion Sources and Ion Application Techn.— Tokyo, 1980.— P. 165.
52. Gamo K., Ohial Y., Inomoto Y., Namba S.— Цит. в ¹² сб.— P. 83.
53. Иванов Б. И.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 170.
54. Иванов Б. И., Горожанин Д. В., Мирошниченко В. А., Прищепов В. П.— Препринт ХФТИ АН УССР ХФТИ 80-8.— Харьков, 1980.