

11; 12

© 1991 г.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСТАВКИ РАБОЧЕГО ВЕЩЕСТВА НА ВЕРШИНУ ОСТРИЯ В КРИОГЕННОМ ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ

*В. К. Медведев, Н. Н. Попович, А. О. Снитко*

Изучена эмиссия ионов водорода и дейтерия в полевых криогенных источниках ионов. Обнаружено сильное, на два порядка величины, отличие ионных токов этих изотопов в одинаковых условиях. Проведен расчет электрического поля у поверхности острия и оценен вклад двух механизмов поставки молекул рабочего газа на вершину острия: потока из атмосферы и затягивания полем молекул, испаряющихся с конической части острия. Показано, что в случае водорода эти два механизма не могут объяснить наблюдаемой максимальной величины ионного тока, т. е. здесь важную роль играют диффузия в конденсированной фазе.

### Введение

Одной из основных проблем полевого криогенного источника ионов является поставка рабочего вещества в зону ионизации. Поставку условно можно разделить на два этапа: поставку на вершину острия и на вершине в зону ионизации над эмиттирующим ионы центром. Ионный ток криогенного источника, естественно, ограничивается более медленным из этих двух процессов. Максимально возможную поставку рабочего вещества на вершину острия можно оценить по величине ионного тока со всего острия при большой скорости ионизации (при больших напряжениях). Такая проверка показала, что в криогенном источнике ионов водорода [1] максимально возможная поставка водорода на вершину острия при давлении  $\sim 1 \cdot 10^{-4}$  Тор значительно больше требуемой для работы одного эмиттирующего ионы центра, т. е. в этом источнике основным фактором, ограничивающим поставку водорода в зону ионизации, является его диффузия в окрестностях эмиттирующего ионы центра, имеющего довольно малые (несколько нм) размеры. В криогенном источнике ионов гелия [2] максимальный ионный ток со всего острия в тех же условиях значительно меньше. В настоящей работе проведено сравнительное исследование ионизации водорода и дейтерия в криогенном источнике ионов, а также оценка вклада различных механизмов поставки рабочего вещества на вершину криогенного источника ионов, основанная на учете распределения электрического поля у поверхности острия.

### Эксперименты с водородом и дейтерием

Конструкция криогенного источника ионов водорода или дейтерия была такая же, как и в работе [1]. В качестве источника водорода или дейтерия (в одном приборе располагался источник лишь одного изотопа) служила нагреваемая пропусканием тока насыщенная водородом или дейтерием спираль из титановой проволоки диаметром около 1.5 мм. При нагревании до высоких температур источник выделял водород, а при более низких температурах откачивал его из атмосферы прибора. Откачивающее действие источника оказалось очень полезным для проведения многократных исследований, так как при размораживании заполненной жидким гелием дьюаровской ножки давление

в приборе обычно повышалось до  $10^{-2}$ — $10^{-1}$  Тор и без откачки не удавалось повторно залить гелий. Кроме того, возобновление запаса водорода в источнике позволяло многократно повторять опыты, в которых весь запас газа выделялся из источника в течение нескольких десятков секунд и над острием создавалось достаточное давление рабочего газа, невзирая на большую скорость откачки стенками охлажденной до температуры жидкого гелия дьюаровской ножки. Так как при этом между баллоном, в котором располагался источник, и основным баллоном создавалась значительная разность давлений рабочего газа, то для правильной оценки давления газа над острием манометр присоединялся непосредственно к основному баллону. Использовалось вольфрамовое острие, сглаженное высокотемпературным (2600 К) прогревом.

При температуре жидкого азота водород и дейтерий не образуют на поверхности острия конденсированной пленки. При этом наблюдаются типичные за-

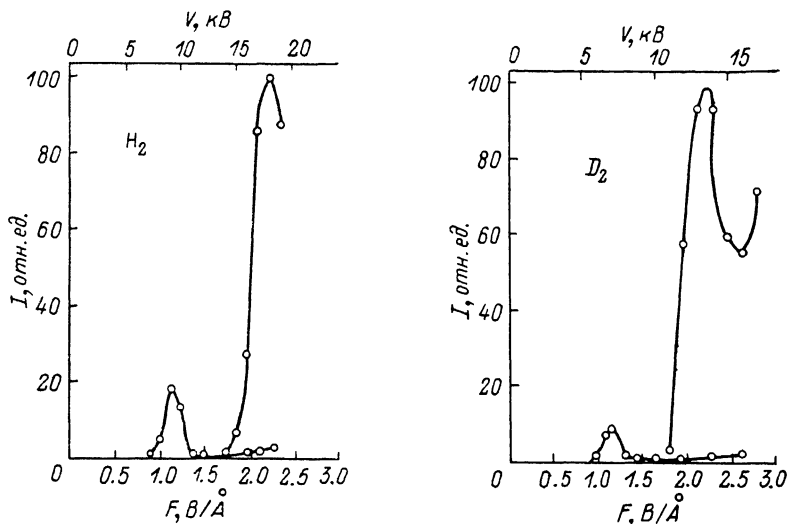


Рис. 1. Зависимости яркости области {111} изображения вольфрамового острия в водородном автономном проекторе от напряжения (поля у вершины) при 78 К (1) и после заполнения дьюаровской ножки жидким гелием (2).

Рис. 2. Зависимости яркости области {111} изображения вольфрамового острия в дейтериевом автономном проекторе от напряжения (поля у вершины) при 78 К (1) и после заполнения дьюаровской ножки жидким гелием (2).

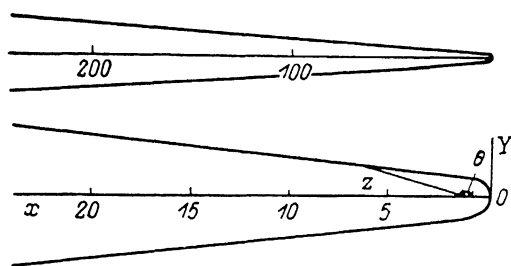
висимости яркости экрана от напряжения на острие: изображение появляется в областях, окружающих центральную грань (110), его яркость резко увеличивается с напряжением и проходит через максимум при напряжении наилучшего изображения [3]. Полагая, согласно [3], что поле наилучшего изображения для водорода равно  $2.2 \text{ В/Å}$ , мы использовали напряжение, соответствующее максимуму яркости изображения в районе грани (111) на вершине острия для определения коэффициента пропорциональности между напряжением и полем у вершины, т. е. для калибровки электрического поля у вершины острия. Эта калибровка с точностью 10 % согласуется с полученной из наклона характеристики Фаулера—Нордгейма для автоэлектронного тока острия в предположении, что работа выхода вольфрама равна 4.5 эВ. Ток между острием и экраном (он состоит из ионного тока и примерно равного по величине тока вторичных электронов с экрана [3]) при давлении  $1 \cdot 10^{-4}$  Тор и поле  $F \approx 2.5 \text{ В/Å}$  в обоих случаях равен  $\sim 1$  нА.

При заливке гелия в дьюаровскую ножку давление водорода или дейтерия уменьшается при той же температуре источника до  $1$ — $2 \cdot 10^{-6}$  Тор. Ионные изображения граней, окружающих центральную грань (110), появляются при вдвое меньших полях, чем при температуре жидкого азота (рис. 1, 2). При  $F > > 1.1 \text{ В/Å}$  яркость этих граней уменьшается и появляется яркое кольцо точек,

расширяющееся к краям экрана по мере увеличения напряжения на острие. При полях 2—2.5 В/Å, при которых обычно наблюдаются ионные изображения при 77 К, яркое кольцо полностью уходит за край экрана. Если путем резкого нагрева источника довести давление в рабочем объеме до  $1 \cdot 10^{-4}$  Тор, то яркость центральной части экрана становится сравнимой с ее яркостью при температуре жидкого азота. При этом ток между острием и экраном при поле 2.5 В/Å в случае водорода достигает 0.2—0.3 мкА, а в случае дейтерия — 3—5 нА.

### Расчет электрического поля у поверхности острия

В принципе в криогенном источнике ионов возможны три механизма поставки молекул рабочего газа на вершину острия: конденсация непосредственно из газовой фазы; затягивание полем молекул, испаряющихся с конической части острия (так называемый «прыжковый» механизм); диффузия с конической части острия в конденсированной фазе. Первые два механизма зависят от распределения электрического поля у поверхности острия. Отметим, что в криогенном источнике ионов острие имеет низкую температуру, а испаряющиеся с него молекулы — малые энергии. Эти молекулы могут быть затянуты полем в область вершины острия с довольно удаленных от вершины областей поверхности острия, т. е. для правильного учета поставки их на вершину прыжковым механизмом необходимы сведения об электрических полях



у вершины и у конической части острия. Для получения этих сведений нужно выбрать подходящую математическую аппроксимацию формы по-

Рис. 3. Профиль эквипотенциали системы «шар на конусе» при  $n=0.07$  и  $k=0.25$ .

Вверху тот же профиль в уменьшенном в 10 раз масштабе.

верхности острия. Простые с математической точки зрения поверхности параболоида или гиперболоида вращения [4] плохо согласуются с реальными формами острий, так как они плохо описывают переход от вершины к конической части острия.

Намного лучше реальная форма острия аппроксимируется одной из эквипотенциалей системы «шар на конусе». В [5] эта модель была использована для вычисления распределения поля на вершине острия. Мы провели расчеты и для конической части.

Потенциал в произвольной точке над системой «шар на конусе», которая находится на расстоянии  $r$  от центра шара (совпадающего с вершиной конуса) и направление на которую составляет угол  $\theta$  с продолжением оси конуса, определяется выражением

$$v = \frac{v_R}{R^n} (r^n - a^{2n+1} r^{-n-1}) P_n(\cos \theta), \quad (1)$$

где  $v_R$  — потенциал конструкции;  $R$  — расстояние до анода вдоль оси конуса;  $a$  — радиус шара;  $P_n(\cos \theta)$  — функция Лежандра с таким дробным индексом  $n$ , при котором она равна нулю при  $\theta = \beta$  — внешнем полуугле конуса.

Соответственно уравнение эквипотенциали, пересекающей ось конуса на расстоянии  $r_0$  от центра шара, имеет вид ( $P_n(1) = 1$  !)

$$(r^n - a^{2n+1} r^{-n-1}) P_n(\cos \theta) = r_0^n - a^{2n+1} r_0^{-n-1}. \quad (2)$$

В [6] приведена приближенная формула для  $P_n(\cos \theta)$ , справедливая при малых  $n$ ,

$$P_n(\cos \theta) \approx 1 + n \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{2} \right). \quad (3)$$

Воспользовавшись этой формулой, а также введя безразмерные величины  $z=r/r_0$  и  $k=a/r_0$  ( $r_0$  — радиус вершины острья), получаем следующие выражения для определения формы поверхности острья:

$$n = - \left[ \ln \left( \frac{1 + \cos \beta}{2} \right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$(z^n - k^{2n+1} z^{-n-1}) \left[ 1 + n \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{2} \right) \right] = 1 - k^{2n+1}. \quad (5)$$

Решая уравнения (4) и (5) с помощью ЭВМ, мы получили зависимости  $z(\theta)$ , описывающие форму поверхности острья при различных  $\beta$  и  $k$ . Затем мы перешли к цилиндрическим координатам  $x=1-z \cos \theta$  (координата вдоль оси

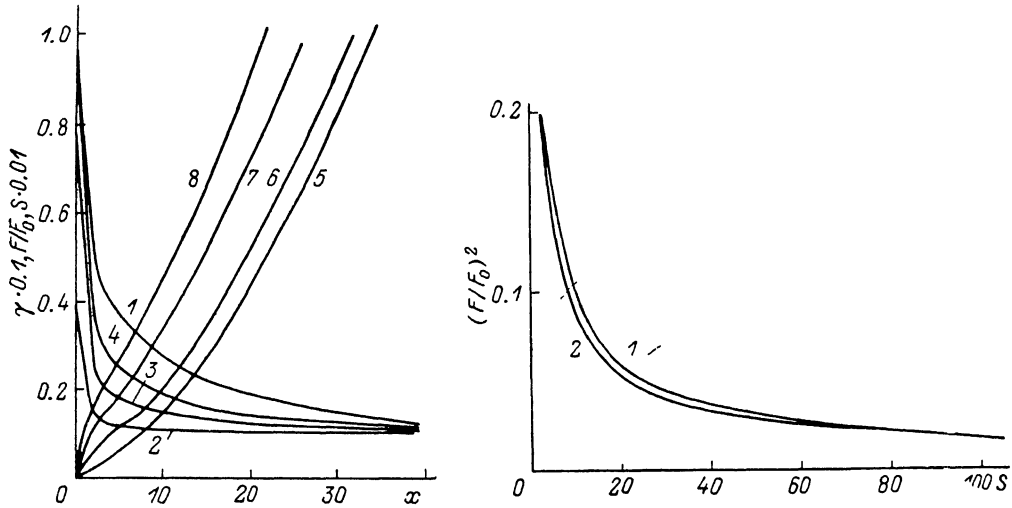


Рис. 4. Зависимости электрического поля  $F$  (1), коэффициента усиления потока  $\gamma$  (2—4), площади  $s$  (5) и эффективной площади (6—8) поверхности острья от расстояния  $x$  от вершины острья.

$F_0$ , В/Å: 2, 6 — 1.1 для  $H_2$  и 2.2 для He ( $T=78$  К); 3, 7 — 2.2 для  $H_2$  и 4.4 для He ( $T=78$  К); 4, 8 — 1.1 для  $H_2$  и 4.4 для He ( $T=10$  К).

Рис. 5. Зависимости  $(F/F_0)^2$  от  $s$  для острий с различными углами раствора конической части. 1 —  $\approx 10^\circ$  ( $n=0.07$ ,  $k=0.25$ ), 2 —  $\approx 22^\circ$  ( $n=0.15$ ,  $k=0.4$ ).

острья с началом на его вершине) и  $y=z \sin \theta$  (расстояние от оси) и построили графики зависимостей  $y(x)$ . В результате были подобраны такие значения  $\beta$  и  $k$ , при которых вычисленный профиль острья близок к наблюдаемым экспериментально. На рис. 3 приведен вычисленный профиль острья при внутреннем полуугле конуса  $\beta'=180^\circ - \beta=0.0905$  ( $n=0.07$ ) и  $k=0.25$ . Видно, что этот профиль близок к типичным профилям острий: имеются коническая часть острья с углом раствора около  $10^\circ$  и практически полусферическая вершина.

Если из (1) определить  $F = -\text{grad } v$ , ввести безразмерные величины  $z$  и  $k$  и воспользоваться формулой (3) для  $P_n(\cos \theta)$ , то получается следующее выражение для отношения поля над любой точкой поверхности острья к полю  $F_0$  у его вершины

$$\frac{F}{F_0} = z^{n-1} \frac{\left\{ \left[ n + (n+1) \left( \frac{k}{z} \right)^{2n+1} \right]^2 \left[ 1 + \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{2} \right) \right]^2 + \left[ 1 - \left( \frac{k}{z} \right)^{2n+1} \right]^2 n^2 \frac{\sin^2 \theta}{(1 + \cos \theta)^2} \right\}^{1/2}}{n + (n+1) k^{2n+1}}. \quad (6)$$

Вычисленная по этой формуле зависимость поля от координаты  $x$  для острия (рис. 3) приведена на рис. 4 (кривая 1). Видно, что вслед за резким спадом в области  $0 < x < 2$  наблюдается значительно более слабое изменение поля, так что даже на расстоянии в 30 радиусов вершины оно еще составляет  $\sim 15\%$  от поля на вершине.

Для оценки различных механизмов поставки рабочего вещества на вершину острия также необходимы сведения о площади различных участков поверхности острия. Для получения этих сведений для выбранной формы острия по формуле

$$s(\theta) = \int_0^{\theta} z \sqrt{z^2 + \left(\frac{dz}{d\theta}\right)^2} \sin \theta d\theta \quad (7)$$

мы вычисляли площадь поверхности острия от вершины до линии, определяемой углом  $\theta$  (в относительных единицах, равных площади привершинной полусферы  $2\pi r_0^2$ ). Зависимость  $s(x)$  для острия (рис. 3) приведена на рис. 4. Весьма интересным оказалось то, что зависимость  $(F/F_0)^2$  от  $s$  слабо изменяется при изменении формы острия. В качестве примера на рис. 5 приведены зависимости  $(F/F_0)^2$  от  $s$  для острия, показанного на рис. 3, и для острия ( $n=0.15$ ,  $k=0.4$ ) с вдвое ( $22^\circ$ ) бóльшим углом раствора конуса. Видно, что эти зависимости довольно близки. Этот результат указывает на то, что проведенный ниже анализ различных механизмов поставки рабочего вещества на вершину острия, основанный на учете поляризационной энергии  $(\alpha F^2)/2$  молекул в поле, практически инвариантен по отношению к форме острия.

### Поступление молекул на поверхность острия из газовой фазы

Газокинетический поток молекул на единицу площади в однородном газе равен

$$N_0 = \frac{p}{\sqrt{2\pi m k T}} \approx \frac{3.5 \cdot 10^{22}}{\sqrt{M T}} \cdot p, \quad (8)$$

где  $p$  — давление газа ( $\text{Тор}$ ),  $T$  — его температура,  $m$  — масса молекулы,  $M$  — молекулярный вес.

Неоднородное электрическое поле у поверхности острия затягивает молекулы из газовой фазы, и поэтому поток на поверхность острия больше газокинетического. Саунтон [3] определил коэффициент усиления потока  $\gamma$  для сферы и бесконечного цилиндра. Для сферической поверхности

$$\gamma = \exp\left(-\frac{\alpha F_0^2}{2kT}\right) + \left(\frac{\pi \alpha F_0^2}{2kT}\right)^{1/2} \operatorname{erf}\left[\left(\frac{\alpha F_0^2}{2kT}\right)^{1/2}\right], \quad (9)$$

где  $\alpha$  — поляризуемость молекул,  $F_0$  — поле у поверхности,

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (10)$$

— функция ошибок.

В случае цилиндра формула для  $\gamma$  такая же, как и для сферы, но коэффициент при втором слагаемом в  $\pi/2$  раз меньше. При  $(\alpha F_0^2)/2 \geq 4 kT$  первое слагаемое в (9) становится пренебрежимо малым, а  $\operatorname{erf}[(\alpha F_0^2/2 kT)^{1/2}]$  приближается к единице, так что выражения для коэффициентов усиления потока значительно упрощаются  $\gamma = (\pi \alpha F_0^2/2 kT)^{1/2}$  для сферы и  $\gamma = (2 \alpha F_0^2/\pi kT)^{1/2}$  для цилиндра.

При вычислении коэффициента усиления потока молекул на различные участки поверхности острия, по-видимому, следует пользоваться обеими формулами: для вершины острия больше подходит формула для сферы, а для конической части — для цилиндра. В своих расчетах мы положили, что на вершине острия усиление потока соответствует вычисленному по формуле для

сферы и в пределах  $0 < x < 2$  вклад «сферы» и «цилиндра» изменяется линейно с  $x$ , так что на границе между вершиной и конической частью ( $x=1$ ) усиление равно среднему от значений для сферы и цилиндра, а при  $x \geq 2$  — значению для цилиндра.

Количество конденсирующихся на поверхности острия молекул определяется потоком падающих молекул и величиной коэффициента конденсации. Для поверхности, покрытой конденсированной пленкой, коэффициент конденсации, по-видимому, близок к единице, так как в этом случае облегчены условия рассеяния кинетической энергии падающей молекулы. Для оголенных участков поверхности острия коэффициент конденсации может быть значительно меньше единицы [3].

Поляризуемость  $\alpha$  молекулы водорода равна  $0.79 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup> [3]. Соответственно величина  $(\alpha F_0^2)/2$  при поле наилучшего изображения ( $2.2$  В/Å) равна  $0.133$  эВ, а при рабочем поле криогенного источника ионов водорода ( $1.1$  В/Å) —  $0.033$  эВ. Эти же величины характеризуют энергии атомов гелия в автоионном проекторе и в криогенном источнике ионов гелия, так как поляризуемость атомов гелия ( $0.2 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>) в 4 раза меньше, а соответствующие рабочие поля ( $4.4$  и  $2.2$  В/Å) вдвое больше. Поэтому все оценки для водорода и гелия оказываются одинаковыми и все то, что говорится ниже о водороде, годится для гелия в соответствующих режимах.

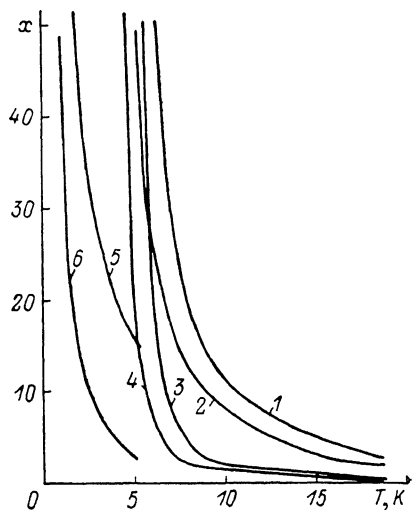


Рис. 6. Зависимости положения границы конденсированной пленки водорода и гелия от температуры острия.

1—4 — H; 5, 6 — He;  $p_{01}$ , Тор: 1, 3 —  $1 \cdot 10^{-4}$ ; 2, 4 —  $1 \times 10^{-6}$ ; 5, 6 —  $1 \cdot 10^{-8}$ ;  $F_0$ , В/Å: 1, 2, 6 — 2.2; 3, 4 — 1.1; 5 — 4.4.

Предполагая, что температура водорода в приборе равна 78 К (такую температуру имеет большая часть стенок криогенного источника ионов) мы по зависимости  $(F/F_0)^2(x)$  вычислили зависимости  $\gamma(x)$  для  $F_0=2.2$  и  $1.1$  В/Å. Эти зависимости приведены на рис. 4. На вершине острия при  $F_0=2.2$  В/Å усиление потока достигает восьми, а при  $F_0=1.1$  В/Å — четырех, область заметного усиления потока занимает поверхность острия до  $x \approx 20-30$ . Весьма благоприятно на усиление потока влияет понижение температуры рабочего газа, которое, например, применялось в [7]. При понижении температуры водорода до 10 К усиление потока на вершине острия уже при рабочем поле криогенного источника ионов водорода достигает одиннадцати (рис. 4).

Усиление потока падающих из атмосферы молекул в привершинной области острия можно представить как эффективное увеличение площади этой области острия. С использованием зависимостей  $\gamma(x)$  и  $s(x)$  мы вычислили зависимости

$$s_{эфф}(x) = \int_0^x \frac{ds}{dx} \gamma(x) dx \quad (11)$$

для различных полей на вершине острия и различных температур водорода. Сравнение этих зависимостей с зависимостью  $s(x)$  (рис. 4) показывает, что эффективное увеличение площади привершинной части острия за счет усиления потока может достигать нескольких десятков привершинных полусфер (равных  $2\pi r_0^2$ ).

Исходя из распределения электрического поля у поверхности острия можно оценить положение конденсированной пленки на острие криогенного источника

ионов. Под действием электрического поля давление рабочего газа  $p$  над поверхностью острия увеличивается по сравнению с давлением  $p_0$  в объеме прибора. При малом отборе ионного тока

$$p = p_0 \exp\left(\frac{\alpha F^2}{2kT}\right). \quad (12)$$

Если над каким-то участком поверхности острия давление превышает давление насыщенного пара, то происходит образование конденсированной пленки. На рис. 6 приведены вычисленные по формуле (12) зависимости положения границы жидкой пленки водорода и гелия (сведения о давлении насыщенных паров взяты из [8, 9]) для полей наилучшего изображения в автоионных проекторах и рабочих полей в криогенных источниках ионов при давлениях водорода  $10^{-4}$  и  $10^{-6}$  Тор и давлении гелия  $10^{-3}$  Тор. Видно, что электрическое поле у поверхности острия существенно увеличивает температурную область существования конденсированной пленки водорода. Конденсированная пленка гелия исчезает при критической температуре 5.19 К из-за разрушения жидкой фазы гелия.

### Оценка прыжкового механизма поставки

Яркость изображения в автоионном проекторе при полях выше поля наилучшего изображения существенно уменьшается. Этот эффект, по-видимому, связан с тем, что молекулы, доставляемые на вершину острия с его конической части прыжковым механизмом, при больших полях ионизуются по пути и не достигают вершины. В [3] приведены зависимости яркости центральной области экрана в гелиевом автоионном проекторе от напряжения при различных температурах острия. Согласно этим данным, при 78 К яркость экрана, как и в случае водорода и дейтерия, при полях выше поля наилучшего изображения уменьшается примерно вдвое, т. е. прыжковым механизмом поставляется на вершину острия примерно столько же гелия (водорода, дейтерия), сколько падает из атмосферы. При 21 К прыжковый механизм дает уже примерно в 6 раз больше гелия, чем поступление из атмосферы. Если предположить, что при поле наилучшего изображения ионизация происходит на всей полусферической вершине острия, то из рис. 4 (кривая 7) можно определить, что граница конической части острия, дающей вклад в поставку рабочего газа на вершину острия прыжковым механизмом, при 78 К находится при  $x \approx 3$ , а при 21 К — при  $x \approx 14$ . Расчет показал, что для обеих температур электрическое поле на этой границе удовлетворяет условию  $(\alpha F^2)/2 \approx 3.5$  кТ. Если исходить из этого условия, то при температуре жидкого гелия граница области сбора должна находиться при  $x \approx 36$  и вклад прыжкового механизма должен быть приблизительно в 20 раз больше, чем поступление из газовой фазы. Однако, согласно [3], в случае гелия экспериментально наблюдается лишь десятикратное превышение максимальной яркости центральной части экрана над минимальной, т. е. граница области сбора находится при  $x \approx 20$ . Это значение величии близко к положению границы жидкой пленки гелия на поверхности острия. Вероятно, более удаленные участки поверхности вносят малый вклад в поставку гелия на вершину острия прыжковым механизмом из-за плохой аккомодации падающих из атмосферы атомов гелия на чистой поверхности вольфрама.

При рабочих полях криогенных источников ионов водорода и гелия условие  $(\alpha F^2)/2 \approx 3.5$  кТ соответствует  $x \approx 18.5$ . Эффективная площадь, характеризующая поставку молекул на вершину острия из газовой фазы и прыжковым механизмом, при температуре газа 78 К равна  $\sim 46$  привершинных полусфер, а при 10 К —  $\approx 86$  таких полусфер (рис. 4). Для гелия здесь также возможны трудности с аккомодацией падающих на поверхность атомов, так как конденсированная пленка гелия при  $p = 10^{-3}$  Тор и температуре острия 4.2 К существует лишь при  $x \leq 4$ .

Приведенные выше расчеты позволяют оценить вклад различных механизмов поставки рабочего газа на вершину острия криогенного источника ионов. Под действием электрического поля поток молекул на вершину острия из газовой фазы усиливается в несколько раз, при снижении температуры газа в приборе может быть достигнуто примерно десятикратное усиление. Затягивание полем на вершину острия молекул, испаряющихся с конической части острия, увеличивает поток молекул на вершину еще на порядок, т. е. эти два механизма усиливают поток рабочего газа на вершину острия примерно на два порядка по сравнению с газокинетическим потоком. Для использованного нами острия с радиусом вершины  $\sim 170$  нм газокинетический поток водорода на вершину при давлении  $1 \cdot 10^{-4}$  Тор соответствует ионному току  $4 \cdot 10^{-11}$  А. Если работают лишь два указанные выше механизма поставки, то ионный ток при  $F_0 = 2.5$  В/Å должен быть порядка  $4-6 \cdot 10^{-9}$  А. Такая величина ионного тока получена нами в случае дейтерия. В случае водорода ионный ток еще на два порядка величины больше, для его обеспечения область сбора молекул водорода должна простираться до  $x \approx 400$ , т. е. до  $\sim 70$  мкм. На таких расстояниях энергия молекулы в поле составляет всего  $\sim 0.2$  кТ, т. е. полевые механизмы поставки водорода на вершину острия уже не должны работать. Здесь, по-видимому, работает иной механизм поставки — поверхностная диффузия. Градиент электрического поля может лишь оказывать некоторое влияние на эту диффузию, особенно вблизи вершины острия.

Следует отметить, что впервые сведения об аномально большой подвижности водорода в конденсированной пленке при температуре жидкого гелия были получены в [10]. В этой работе при давлении водорода  $2 \cdot 10^{-7}$  Тор были получены ионные токи порядка 1 нА, исходя из которых авторы оценили, что область сбора молекул водорода простирается на расстоянии порядка 30 мкм от вершины острия. В то же время для гелия токи  $\sim 1$  нА были получены [2] лишь при давлениях  $\sim 10^{-4}$  Тор, т. е. для объяснения этих токов достаточно учесть полевые механизмы поставки гелия на вершину острия. Однако эти данные не позволяют судить о величине поверхностной подвижности жидкого гелия, так как пленка жидкого гелия, как показано выше, образуется лишь в той привершинной области поверхности острия, с которой гелий поставляется на вершину прыжковым механизмом. Для определения величины поверхностной подвижности гелия нужно провести эксперименты при очень низких температурах ( $< \sim 0.7$  К), при которых конденсированная пленка гелия покрывает всю поверхность острия.

Относительно обнаруженного в настоящей работе сильного отличия поверхностных подвижностей водорода и дейтерия в конденсированных пленках можно высказать предположение, что оно связано с отличием амплитуд нулевых колебаний поверхностных атомов, обусловленным отличием их массы. В случае водорода амплитуда нулевых колебаний оказалась достаточной для резкого уменьшения потенциального барьера для поверхностной диффузии, а в случае дейтерия этот барьер остался достаточно высоким. Для выяснения того, является ли поверхностная диффузия водорода термоактивированным процессом или она носит квантовый характер, необходимо исследование температурной зависимости скорости этой диффузии.

#### Список литературы

- [1] Медведев В. К., Считко А. О. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1638—1642.
- [2] Halpern B., Gomer R. // J. Chem. Phys. 1969. Vol. 51. N 12. P. 5709—5715.
- [3] Muller E. W., Tsong T. T. Field Ion Microscopy, Principles and Applications. New York: Elsevier, 1969. 314 p.
- [4] Van Eckelen H. A. M. // Surf. Sci. 1970. Vol. 21. N 1. P. 21—24.
- [5] Dyke W. P., Trolan J. K., Dolan W. W., Barnes G. // J. Appl. Phys. 1953. Vol. 24. N 5. P. 570—576.
- [6] Hall R. N. // J. Appl. Phys. 1949. Vol. 20. N 10. P. 925—931.



- [7] *Hanson G. R., Siegel B. M.* // *J. Vac. Sci. Technol.* 1981. Vol. 19. N 4. P. 1176—1181.
- [8] *Веркин Б. И.* и др. Свойства конденсированных фаз водорода и кислорода. Справочник. Киев: Наукова думка, 1984. 240 с.
- [9] *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
- [10] *Jason A., Halpern B., Ingram M. G., Gomer R.* // *J. Chem. Phys.* 1970. Vol. 52. N 5. P. 2227—2234.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
28 февраля 1990 г.

---