

О НЕКОТОРЫХ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ
ТЕРМИЧЕСКИХ ИСПАРИТЕЛЕЙ

Е.И. Черепов

Как известно, к основным молекулярно-кинетическим характеристикам термических испарителей относятся диаграмма направленности и интенсивность потока молекул в максимуме диаграммы направленности — $J_{\max}$. Под диаграммой направленности будем понимать относительное угловое распределение плотности потока молекул испаряемого вещества за пределами испарителя.

В применяемых на практике термических испарителях не всегда учитывается роль конструктивных факторов и их влияние на молекулярно-кинетические характеристики. В этой связи в данной статье сделана попытка классифицировать и сравнить существующие типы термических испарителей с точки зрения влияния их конструктивных элементов, взаимодействующих с молекулами испаряемого вещества, на молекулярно-кинетические характеристики потока молекул пара этого вещества.

Существующие конструкции термических испарителей [1-13] можно разбить на четыре типа: поверхностные, тигельные, квази-замкнутые и замкнутые дискретного действия.

Поверхностные испарители (в виде лодочек, лент, проволок различной формы и т.д.) характеризуются отсутствием заметного взаимодействия потока молекул пара испаряемого вещества с элементами их конструкций.

В тигельных испарителях взаимодействие молекул пара испаряемого вещества с элементами конструкции (внутренними стенками тигля) существенно и оказывает влияние на формирование потока молекул пара испаряемого вещества.

В квазизамкнутых испарителях (лодочки и тигли, закрытые перфорированными крышками, испарители типа ячейки Кнудсена) влияние элементов конструкций (выходных каналов) на формирование потока молекул пара испаряемого вещества является определяющим.

Замкнутые термические испарители дискретного действия (ЗИДД), подробно описанные в [14], при полностью открытом затворе превращаются в квазизамкнутые испарители. Но влияние движущегося затвора на характеристики потока, а также переходные процессы при установлении стационарных режимов истечения пара позволяют выделить его в отдельный тип термического испарителя.

Поверхностные и тигельные испарители можно объединить одним названием - испарители открытого типа.

Диаграммы направленности для некоторых видов поверхностных источников молекул испаряемого вещества приведены в работах [1, 15], экспериментальное исследование диаграмм направленности цилиндрического тигля изложено в работе [16]. Однако наиболее всесторонние расчеты диаграмм направленности были изложены в работах [17, 18]. Полученные в этих работах зависимости позволяют рассчитывать диаграммы направленности для газа, вытекающего из резервуара, в котором он находится в равновесном состоянии, в вакуум через трубку.

В работе [17] поток молекул $N(\theta)$, выходящих под углом θ к оси трубки, рассматривается как состоящий из потока молекул, отраженных от внутренней стенки трубки $N_{ст}(\theta)$; потока молекул из видимого объема трубки $N_z(\theta)$; потока молекул, проходящего через сечение трубки, называемое далее дном - $N_{дн}(\theta)$. Таким образом,

$$N(\theta) = N_{ст}(\theta) + N_z(\theta) + N_{дн}(\theta). \quad (I)$$

Для каждой из компонент $N_{ст}(\theta)$, $N_z(\theta)$, $N_{дн}(\theta)$ приведены соответствующие выражения для трех возможных типов течения.

В зависимости от характера взаимодействия молекул испаряемого

вещества (с длиной свободного пробега λ_0) между собой и стенками трубы, а также в зависимости от геометрических размеров трубы (L и D - соответственно длина и диаметр) различают три типа потока молекул [3, 17]: молекулярное ($\lambda_0 \gg D, L$), промежуточное ($\lambda_0 \ll L$) и вязкое ($\lambda_0 \ll D, L_s \ll D$), где L_s - эффективная длина, которая определяется как расстояние от конца трубы, начиная с которого поток молекул, двигаясь вдоль её оси, ослабляется в e раз.

Согласно (I), интегрируя $N(\theta)$ в пределах от 0 до $\pi/2$, получаем интегральный поток на выходе из трубы. При $\theta=0$ интенсивность $J_{max} = N(0)$ диаграммы направленности достигает максимума.

Следует учесть, что в термических испарителях между жидкой (твердой) фазой испаряемого вещества и остаточными газами вакуума в некоторых случаях могут происходить реакции, приводящие к образованию на поверхности испаряемого вещества соединений, давление паров которых при той же температуре отличается от давления паров исходного вещества. В связи с этим происходит изменение длины свободного пробега молекул в потоке пара, если давление P паров продуктов реакции выше давления паров исходного вещества (например, $P_{SiO_2} \rightarrow P_{SiO}; P_{Si} \rightarrow P_{SiO}; P_{Fe} \rightarrow P_{FeO}$) или изменение испаряющей поверхности в результате образования на поверхности исходного вещества соединений, давление паров которых ниже давления паров исходного вещества ($P_{SiO} \rightarrow P_{SiO_2}; P_{Fe} \rightarrow P_{Fe_2O_3}; P_{C_2} \rightarrow P_{C_2H_2}$) и т.д. В этом случае испарение происходит преимущественно в местах трещин поверхностных пленок, образованных низколетучими продуктами реакций испаряемого вещества с остаточными газами вакуума [1, 19]. Оба эти фактора могут быть учтены в рамках настоящей работы, однако количественная их оценка требует специального рассмотрения.

I. Испарители открытого типа

До давления паров в I тор скорость испарения не зависит от присутствия пара над испаряющей поверхностью [20]. Поэтому жидкую (или твердую) фазу испаряемого вещества можно представить как резервуар, наполненный паром этого вещества, находящегося в равновесном состоянии, и заменить границу жидкой и газообразной фаз отверстием в этом резервуаре. Таким образом, мо-

гут быть получены диаграммы направленности поверхностных испарителей. При этом $N_{cr}(\theta) = 0$, $N_z(\theta) = 0$, $\lambda = 0$, а диаграмма направленности и величина J_{max} будут определяться только уравнением для $N_{gn}(\theta)$, в которое в качестве переменных входят диаметр D или стороны a и b трубы с прямоугольным сечением. Благодаря изменению массы испаряемого вещества, поверхностному натяжению расплава и эффекту смачиваемости, в процессе испарения будет изменяться площадь, покрытая исходным веществом, что приведет к непрерывному изменению размеров a и b (или D), а следовательно, и диаграммы направленности и величины J_{max} .

Диаграмму направленности и величину J_{max} тигельного источника молекул можно определить тем же методом [17] в предположении, что верхняя часть тигля, свободная от твердой или жидкой фазы испаряемого вещества, является трубой длиной λ , а поверхность испаряемого вещества - входом в трубу пара с длиной свободного пробега молекул λ_0 . По мере испарения вещества увеличивается длина трубы λ . Поэтому при постоянной величине D вклад отдельных составляющих потока ($N_{cr}(\theta)$,

$N_z(\theta)$ и $N_{gn}(\theta)$) в диаграмму направленности и максимальную интенсивность будет изменяться даже при одном и том же характере течения. Кроме того, благодаря изменению соотношения $\frac{\lambda_0}{\lambda}$, может измениться сам характер течения, а следовательно, и диаграмма направленности и величина J_{max} даже при постоянной температуре тигля ($\lambda_0 = const$). Как показано в [17], при молекулярном течении заметное расширение диаграммы направленности с увеличением λ будет происходить, начиная с $\lambda_0 \approx \frac{1}{2}\lambda$, а при вязком течении с увеличением λ_0 наблюдается заметное сужение диаграммы направленности, начиная с $\frac{D}{\lambda_0} \approx 0,5$.

Однако в некотором интервале значения $\frac{\lambda_0}{\lambda}$, когда характер течения не меняется, диаграмма направленности и величина J_{max} слабо зависят от λ , что подтверждено экспериментально в работе [16].

Для нецилиндрических тиглей (конических, параболических и т.д.) более характерным будет изменение диаграммы направленности и величины J_{max} за счет изменения $N_{cr}(\theta)$, $N_z(\theta)$ и $N_{gn}(\theta)$ при одном и том же характере течения. В испарителях открытого типа реакции остаточных газов вакуума с поверхностью испаряемого вещества могут привести, как указывалось выше, к изменению испаряющей поверхности или безразмерного параметра $\frac{\lambda_0}{\lambda}$.

Для стабилизации диаграммы направленности и величины J_{max} можно использовать зависимость суммарного потока от радиуса трубы. В этом случае между концом трубы и реальным дном (твердой или жидкой фазой испаряемого вещества) должен быть введен резервуар с малым сопротивлением потоку. Практически это можно осуществить путем применения цилиндрического тигля диаметром D , который оканчивается выходным каналом (трубкой) диаметра α , причем $D > \alpha$. Следовательно, будет иметь место неравенство $\frac{Q(\alpha)}{Q(D)} < 1$ (где $Q(D)$ - поток молекул из расплава, а $Q(\alpha)$ - поток молекул на конце трубы), что приведет к повышению стационарной плотности n_{cr} пара испаряемого вещества, которая будет тем больше, чем меньше α , и при $\alpha \rightarrow 0$, $n_{cr} \rightarrow n_0$, где n_0 - плотность насыщенного пара данного вещества при температуре испарителя. Таким образом, если учесть, что в испарителях открытого типа плотность пара равна $\frac{1}{2}n_0$ [1], можно записать $\frac{1}{2}n_0 < n_{cr} < n_0$. Это неравенство характеризует квазизамкнутые испарители. Такие испарители отличаются от испарителей открытого типа ($D \leq \alpha$) тем, что испаряющая поверхность является не только эмиттером, но и коллектором молекул при любом давлении паров.

Если испаряющая поверхность неоднородна (градиенты температуры, загрязнения, окислы и т.п.) и могут возникнуть области с повышенной эмиссией, то при $D \leq \alpha$ каждая такая область вносит свой непосредственный вклад в диаграмму направленности и величину J_{max} независимо от остальной испаряющей поверхности (в диаграммах направленности испарителей открытого типа нет необходимости учитывать взаимодействие молекул между собой [1,15]). В случае же $D > \alpha$ это приведет в первую очередь к изменению n_{cr} , а, следовательно, и к изменению числа молекул, конденсирующихся на испаряющей поверхности, т.е. влияние таких неоднородных областей на диаграмму направленности и J_{max} будет ослаблено (пропорционально $\frac{D}{\alpha}$).

Важно отметить, что для квазизамкнутых испарителей в меньшей степени, чем для испарителей открытого типа, должны сказываться возможные реакции остаточных газов вакуума с поверхностью испаряемого вещества, так как молекулярный поток остаточных газов вакуума, направленный внутрь испарителя, уменьшается, благодаря уменьшению сечения выходного канала.

3. Замкнутые испарители дискретного действия (ЗИДД)

Рассматриваемый испаритель [I4,2I] представляет собой термостатированную замкнутую камеру, заполненную испаряемым веществом, твердая или жидкая фаза которого находится в динамическом равновесии с газообразной фазой. Камера герметично закрыта затвором, который для выпуска определенного количества пара испаряемого вещества в сторону подложки открывается на некоторый фиксированный промежуток времени.

В камере замкнутого испарителя при постоянной температуре плотность пара равна плотности насыщенного пара π_0 . При открытом затворе устанавливается некоторая плотность π_{cr} (плотность пара при стационарном режиме). Изменение во времени плотности от π_0 до π_{cr} или от π_{cr} до π_0 будем называть переходным процессом. Наличие такового и отличает замкнутые термические испарители дискретного действия от квази-замкнутых.

Зная величину π_{cr} , а также геометрические размеры выходного канала, можно установить характер течения потока молекул пара испаряемого вещества, диаграмму направленности и величину J_{max} , а следовательно, распределение конденсата по толщине в плоскости подложки и скорость напыления. Для этого предварительно сделаем следующие допущения:

а) давление паров испаряемого вещества в камере испарителя $p \gg p_1$ - давления остаточных газов вакуума в напылительной камере; б) процессы испарения и конденсации не влияют друг на друга; в) столкновения между молекулами сразу после их выхода в вакуум отсутствуют; г) время открытия и закрытия затвора принимается равным нулю.

Пусть камера ЗИДД прогрета до некоторой температуры T . Тогда в объеме над жидкой или твердой фазами испаряемого вещества площадью S_D (реальное дно камеры) будет находиться N молекул газообразной фазы испаряемого вещества. Изменение числа молекул dN за время dt будет происходить за счет молекул, испаряющихся с площади S_D ; молекул, конденсирующихся на площади S_D ; молекул, конденсирующихся на внутренней поверхности камеры площадью S_B ; и молекул dN_3 , выходящих через поперечное сечение выходного канала площадью S_K при открытом затворе. Тогда можно записать:

$$dN = \mu S_D dt - \alpha_1 k_1 N dt - \alpha_2 k_2 N dt - dN_3, \quad (2)$$

где μ - число молекул, покинувших ед. площади испаряющей поверхности в единицу времени; α_1 и α_2 - коэффициенты конденсации, характеризующие долю молекул, столкнувшихся с соответствующей поверхностью S_D и S_B и конденсирующихся на ней не отражаясь; k_1 и k_2 - коэффициенты, показывающие, какая доля молекул, находящихся в паре, соударяется с соответствующей поверхностью S_D и S_B , т.е. $k_1 = \frac{N_1}{N}$ и $k_2 = \frac{N_2}{N}$,

где N_1, N_2 - число молекул, соударяющихся соответственно с поверхностями S_D и S_B .

Практический интерес представляет случай, когда температура испарителя выше или равна температуре, при которой молекулы испаряемого вещества уже не конденсируются на внутренней поверхности камеры S_B , а на площади S_D молекулы конденсируются полностью без отражения, т.е. когда $\alpha_1 = 1$ и $\alpha_2 = 0$. Тогда уравнение (2) примет вид:

$$\frac{dN}{dt} = \mu S_D - k_1 N - \frac{dN_3}{dt}. \quad (3)$$

Если температура камеры ЗИДД остается постоянной, то изменение плотности пара будет происходить только в моменты после открытия и закрытия затвора, и переходной процесс будет описываться уравнением (3). При закрытом затворе $\frac{dN_3}{dt} = 0$, т.е. устанавливается динамическое равновесие, которое характеризуется равенством скоростей конденсации и испарения:

$$\mu S_D = k_1 N.$$

При открытом затворе после окончания переходного процесса ($\frac{dN}{dt} = 0$) работа ЗИДД будет описываться уравнением:

$$\mu S_D - k_1 N - \frac{dN_3}{dt} = 0. \quad (4)$$

Рассмотрим два характерных случая течения пара испаряемого вещества - молекулярное и вязкое.

В случае молекулярного течения сечение S_K можно принять за участок стенки камеры ЗИДД, имеющей коэффициент конденсации $\alpha_3 = 1$. Тогда уравнение (3) запишется так:

$$\frac{dN}{dt} = \mu S_D - k_1 N - k_3 N, \quad (5)$$

где $k_3 = \frac{N_3}{N}$ - коэффициент, показывающий долю молекул пара, проходящих через сечение выходного канала S_k .

Соотношение (5) справедливо только для чисто молекулярного течения и используется при изучении эффузионных процессов [22].

Рассмотрим случай, когда имеет место процесс истечения пара из одного объема в другой через трубку определенных геометрических размеров. Для этого предварительно определим два первых члена в правой части уравнения (3).

Число молекул, покидающих площадь S_D , согласно [3], можно выразить через скорость испарения.

$$\mu_{S_D} = \frac{\pi}{4} D^2 M^{-1/2} e^{9+2,9C - \frac{23B}{T}}, \quad (6)$$

где B и C - числовые коэффициенты, характеризующие испаряемое вещество, M - молекулярный вес, число $\vartheta = 54,7$.

Второй член (3) можно определить через число молекул N_1 , соударяющихся в единицу времени с площадью S_D :

$N_1 = \frac{1}{2} n v_a S_D$, где n - плотность пара в камере ЗИД, v_a - среднеарифметическая скорость молекул. Тогда можно записать:

$$v_a = \left(\frac{8 R_0 T}{\pi M} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$k_1 N = \left(\frac{\pi}{32} \right)^{1/2} R_0^{1/2} M^{-1/2} n D T^{1/2}, \quad (8)$$

где R_0 - универсальная газовая постоянная.

Третий член уравнения (3) можно определить, согласно [3], через поток молекул

$$Q = k T \frac{dN_3}{dt}, \quad (9)$$

где k - постоянная Больцмана.

Выражение для потока молекул Q через выходной канал определяется характером течения.

Согласно [3] для короткой трубы диаметром α и длиной l при $\alpha \gg l$ можно записать:

$$Q = \frac{\pi}{16} v_a \alpha^2 (p - p_1). \quad (10)$$

Так как по условию $p \gg p_1$, то величиной p_1 можно пре-

небречь. Учитывая, что

$$p = n k T, \quad (11)$$

и подставив выражения (7) и (9) в (10), после соответствующих преобразований получаем:

$$\frac{dN_3}{dt} = \left(\frac{\pi}{32} \right)^{1/2} R_0^{1/2} M^{-1/2} n d^2 T^{1/2}. \quad (12)$$

При молекулярном течении для длинной трубы ($l \gg \alpha$)

$$Q = \frac{\pi}{128} \frac{\alpha^3}{l} v_a (p - p_1),$$

следовательно,

$$\frac{dN_3}{dt} = \left(\frac{\pi}{128} \right)^{1/2} R_0^{1/2} M^{-1/2} n d^3 l^{-1} T^{1/2}. \quad (13)$$

При вязком течении существенным становится взаимодействие молекул между собой, поэтому при определенных условиях может быть применено уравнение Пуазейля [3]

$$Q = \frac{\pi d^4}{128 \eta l} P_a (p - p_1), \quad (14)$$

где $P_a = \frac{p_1 + p_2}{2}$; N_a - число Авогадро; коэффициент вязкости η в приближении, что молекулы рассматриваются как упругие жесткие шары, определяется выражением:

$$\eta = \frac{5}{1682} \left(\frac{M k T}{\pi N_a} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где d - эффективный радиус молекулы.

Как известно, условия применимости уравнения Пуазейля следующие: а) газ несжимаем; б) течение не является турбулентным; в) скорость течения у стенок равна нулю; г) течение полностью сформировано.

Рассмотрим теперь, выполняются ли для нашего случая эти условия.

а) Сжимаемость газа можно пренебречь, если $\frac{1}{2} Ma_{\text{max}}^2 < 1$, где Ma_{max} - число Маха. Вычисления на основании экспериментальных данных, полученных при помощи ЗИД, показывают, что это условие выполняется в широком диапазоне λ_0 , α и l .

б) Условие ламинарности потока выполняется, если число Рейнольдса $Re < 1000$. В нашем случае оно не превышает 100.

в) Для вязкого характера течения это условие всегда выполняется. Скорость течения у стенок канала не равна нулю при промежуточном режиме течения.

г) Поток становится полностью сформированным на расстоянии l_c от входа канала, причем $l_c = 10^{-1} d Re$. Вычисления, проведенные для наиболее характерных режимов работы и геометрических размеров выходного канала ЗИДД с учетом свойств испаряемых веществ, показали, что, как правило, $l_c < l$. Однако в том случае, когда это неравенство не выполняется, следует применять модифицированную форму уравнения Пуазейля [3]. Следовательно, для вычисления третьего члена в уравнении (3) при вязком течении потока молекул можно применить уравнение Пуазейля. Подставив выражения (II), (I4), (I5) в (9) и пренебрегая P_1 , после соответствующих преобразований получаем

$$\frac{dN_3}{dt} = \left(\frac{\pi^3 \cdot 10^{-3}}{6,4} \right)^{1/2} k N_A^{1/2} M^{-1/2} \pi^2 \delta^2 l^{-1} d^4 T^{1/2} \quad (I6)$$

Таким образом, выражения (6), (8), (I2), (I3) и (I6) определяют правую часть уравнения (3). Первое из них (6) определяет число молекул, переходящих в пар из твердой или жидкой фазы испаряемого вещества, второе (8) — число молекул, переходящих из паровой фазы обратно в жидкую или твердую, и, наконец, третье (I2, I3) — при молекулярном течении для соответственно короткой и длинной труб и (I6) при вязком течении — число молекул, проходящих через поперечное сечение выходного канала испарителя.

При $N = nV$ (V — объем камеры, заполненной паром испаряемого вещества) можно записать уравнение (3) при молекулярном течении:

$$\frac{dn}{dt} = \gamma - \beta n, \quad (I7)$$

где

$$\gamma = \frac{\pi M^{-1} D^2 V T^{-1/2} e^{9+2,3C} - \frac{2,3B}{T}}{4};$$

для короткой трубы:

$$\beta = \left(\frac{\pi}{32} \right)^{1/2} R_0^{1/2} M^{-1/2} V T^{-1/2} (D^2 - d^2);$$

для длинной трубы:

$$\beta = \left(\frac{\pi}{32} \right)^{1/2} R_0^{1/2} M^{-1/2} V T^{-1/2} (D^2 - 2^{1/2} l^{-1} d^3).$$

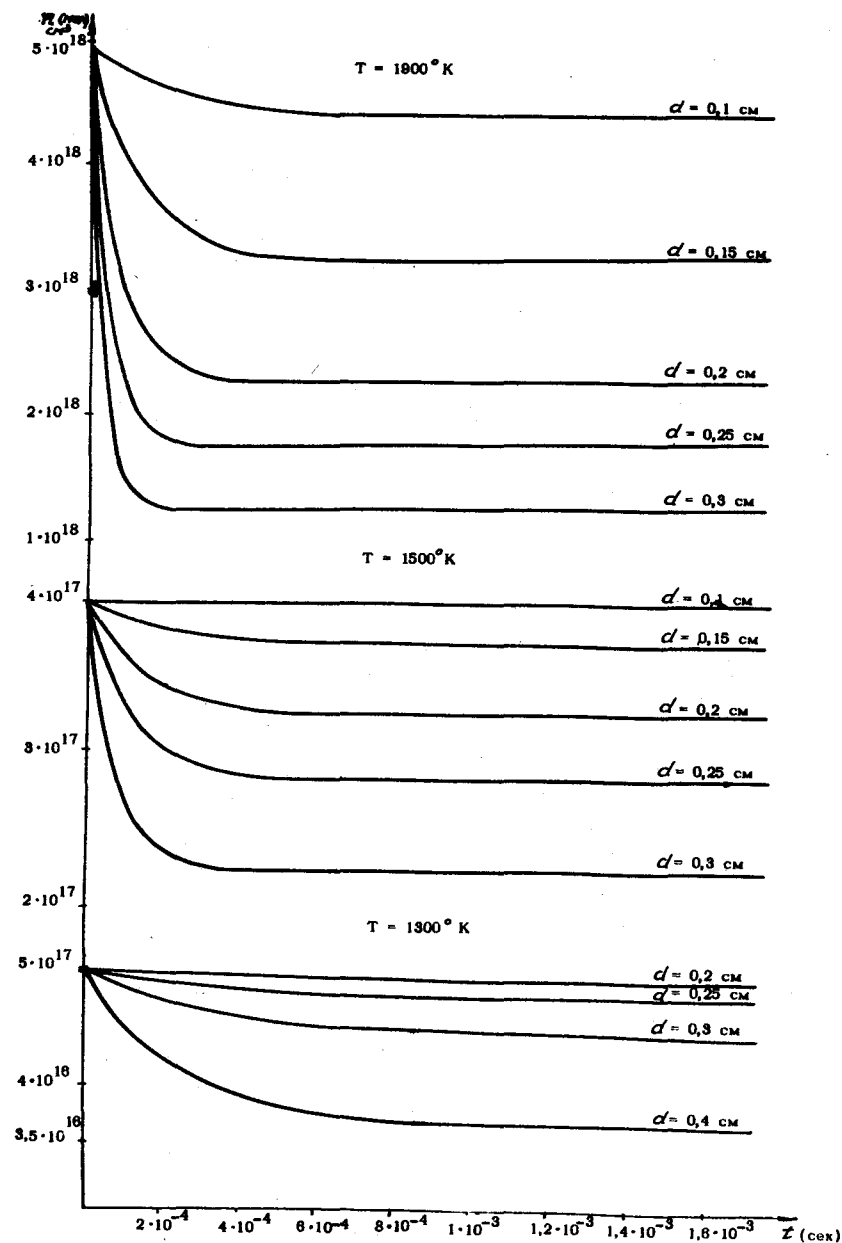


Рис. I. Зависимость плотности пара от длительности наполнения при различных значениях параметров T и d .

При вязком течении:

$$\frac{dn}{dt} = \sigma - \beta' n - \beta'' n^2, \quad (18)$$

где

$$\beta' = \left(\frac{\pi}{32}\right)^{1/2} M^{-1/2} D^{-2} V^{-1} T^{1/2},$$

$$\beta'' = \left(\frac{\pi^3 \cdot 10^{-3}}{6,4}\right)^{1/2} R_0^{1/2} M^{-1/2} \ell^{-1} V^{-1} \sigma^2 \alpha^2 T^{1/2}.$$

Уравнения (17) и (18) описывают переходные процессы в камере ЗИДД при открывании и закрывании затвора. Чтобы определить длительность переходных процессов для различных значений параметров α , ℓ , T , были проведены численные решения уравнения (18) на аналоговой машине АР-4. Полученные результаты представлены в виде графиков на рис. 1, где по оси абсцисс откладывается время, а по оси ординат — плотность пара в камере ЗИДД при $\ell = 0,5$ см для различных значений параметров T и α . На рис. 2 представлено изменение плотности пара

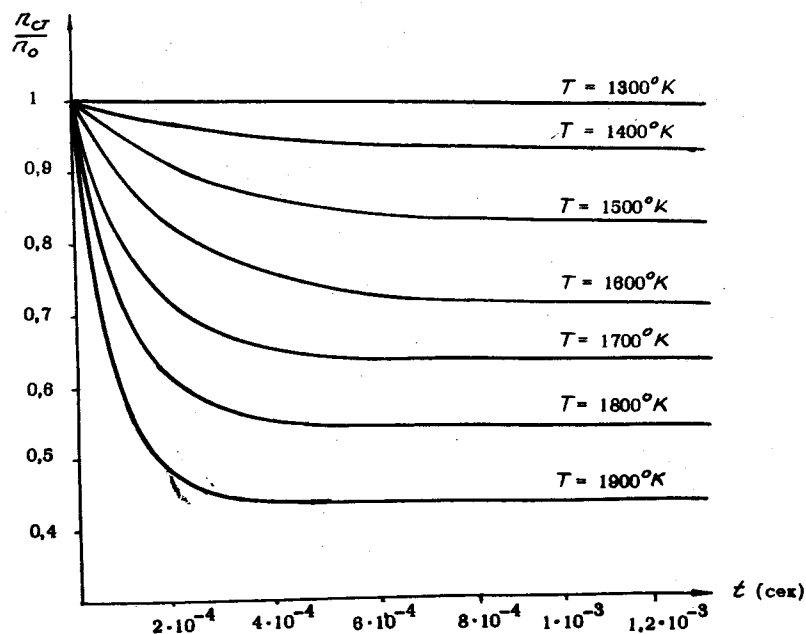


Рис. 2. Изменение плотности пара от длительности напыления при различной T и постоянной величине α

от n_0 до n_{cr} при постоянных геометрических размерах выходного канала $\ell = 0,5$ см, $\alpha = 0,2$ см для одного и того же вещества ($M = 209$) в зависимости от температуры камеры ЗИДД.

Из приведенных графиков видно, что для всех случаев, представляющих практический интерес, время переходного процесса составляет примерно $(10^{-3} - 10^{-4})$ сек, что, как правило, на несколько порядков меньше времени напыления пленок.

Анализ уравнений (17) и (18) позволяет также установить характерную особенность ЗИДД и квазизамкнутых испарителей, которая заключается в том, что параметры потока молекул пара испаряемого вещества не зависят от объема камеры испарителя, заполненного паром испаряемого вещества.

Действительно, при $\frac{dn}{dt} = 0$ получим, согласно (17), для молекулярного течения:

$$n_{cr} = \frac{\sigma}{\beta}, \quad (19)$$

и, согласно (18), для вязкого течения:

$$n_{cr} = \left(\frac{\sigma}{\beta''} + \frac{\beta'^2}{4\beta''^2} \right)^{1/2} - \frac{\beta'}{2\beta''}. \quad (20)$$

Так как коэффициенты σ , β , β' и β'' все пропорциональны обратной величине объема V^{-1} , то из (19) и (20) следует, что величины n_{cr} не зависят от величины V , которая меняется в процессе испарения, следовательно, поток молекул пара испаряемого вещества, выходящий из испарителя, согласно (12), (13) и (16), не зависит от количества испаряемого вещества, находящегося в испарителе. Однако этого нельзя сказать о характеристиках переходных процессов, которые, как видно из уравнения (17) и (18), зависят от V .

Для большинства режимов работы ЗИДД эту зависимость можно не учитывать, тем более, что в реальных условиях на переходной процесс изменения n от n_0 до n_{cr} накладывается переходной процесс обратного знака — изменение потока молекул через выходной канал от 0 до Q_{cr} при движении затвора (как правило, за время $10^{-2} - 10^{-3}$ сек).

Диаграммы направленности ЗИДД, конструкция которого описана в [14,21], рассчитанные по методу, изложенному в [17], приведены на рис. 3. Как видно из рис. 3, совпадение диаграмм направленности, построенных на основании (1) (штрихо-

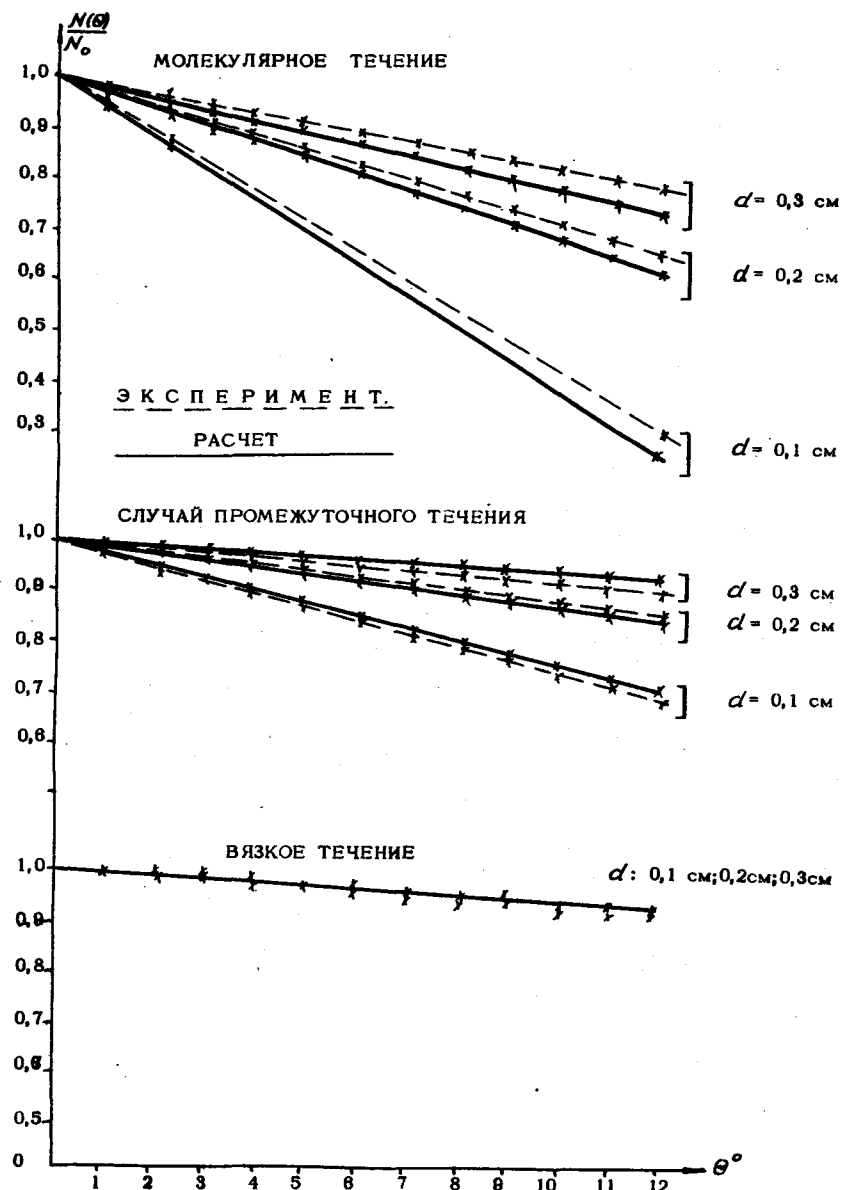


Рис. 3. Диаграмма направленности.

вые линии), с диаграммами, полученными экспериментально при помощи ЗИДД (непрерывные линии), удовлетворительное. Некоторое расхождение между расчетом и экспериментом можно объяснить следующими причинами: а) рассеянием потока на молекулах остаточных газов в вакууме; б) шероховатостью стенок канала; в) погрешностью интерференционного метода измерения толщины пленок; г) приближенным характером используемых расчетных формул [17].

Для практического использования диаграмм направленности оказалось более удобным ввести соотношение $\frac{\Delta(\theta)}{\Delta_0}$, а также заменить угловое распределение плотности потока распределением толщины конденсата на плоской поверхности, расположенной нормально к оси выходного канала (наиболее часто встречающийся случай взаимного расположения подложки и испарителя). Сводные графики распределения конденсата на подложке для различных $\frac{\alpha}{\rho}$ и углов θ ($2 - 8^\circ$) представлены на рис. 4, где Δ_0 - толщина пленки в максимуме диаграммы направленности, а $\Delta(\theta)$ - толщина пленки в точке, отстоящей от точки с толщиной Δ_0 на расстояние $h = H \cdot \tan \theta$, где H - расстояние от испарителя до подложки. Температура, отложенная по оси абсцисс, для $M = 209$ (висмут). Для того, чтобы можно было пользоваться этими графиками при других значениях молекулярного веса M , на нижней шкале отложена соответствующая длина свободного пробега молекул.

Из рис. 4 видно, что, начиная с некоторой величины λ_0 , $\frac{\Delta(\theta)}{\Delta_0} = \text{const}$. Это подтверждает предельный характер диаграмм направленности при вязком течении, т.е. дальнейшее уменьшение длины свободного пробега (повышение температуры испарителя) не приводит к изменению отношения $\frac{\Delta(\theta)}{\Delta_0}$. Зависимость $\frac{\Delta \theta}{\Delta_0}$ от величины $\frac{\alpha}{\rho}$ обнаруживается при вязком течении гораздо слабее, чем при молекулярном или промежуточном. При молекулярном течении с уменьшением величины λ_0 и отношения $\frac{\alpha}{\rho}$ диаграмма направленности тоже стремится к предельной [25]. Это подтверждает более быстрый рост угла наклона линий 1, 2, 3 (особенно линии 3, которой соответствует наименьшее значение $\frac{\alpha}{\rho}$) к оси абсцисс при возрастании угла θ .

Зная диаграмму направленности, величину J_{max} (которую можно представить как скорость напыления при коэффициенте конденсации молекул на подложке, равном единице, и $\theta = 0$), плотность пленки ρ , зависимость $\rho = \rho(\theta)$ [24], можно определить поток молекул через канал ЗИДД и сравнить с расчет-

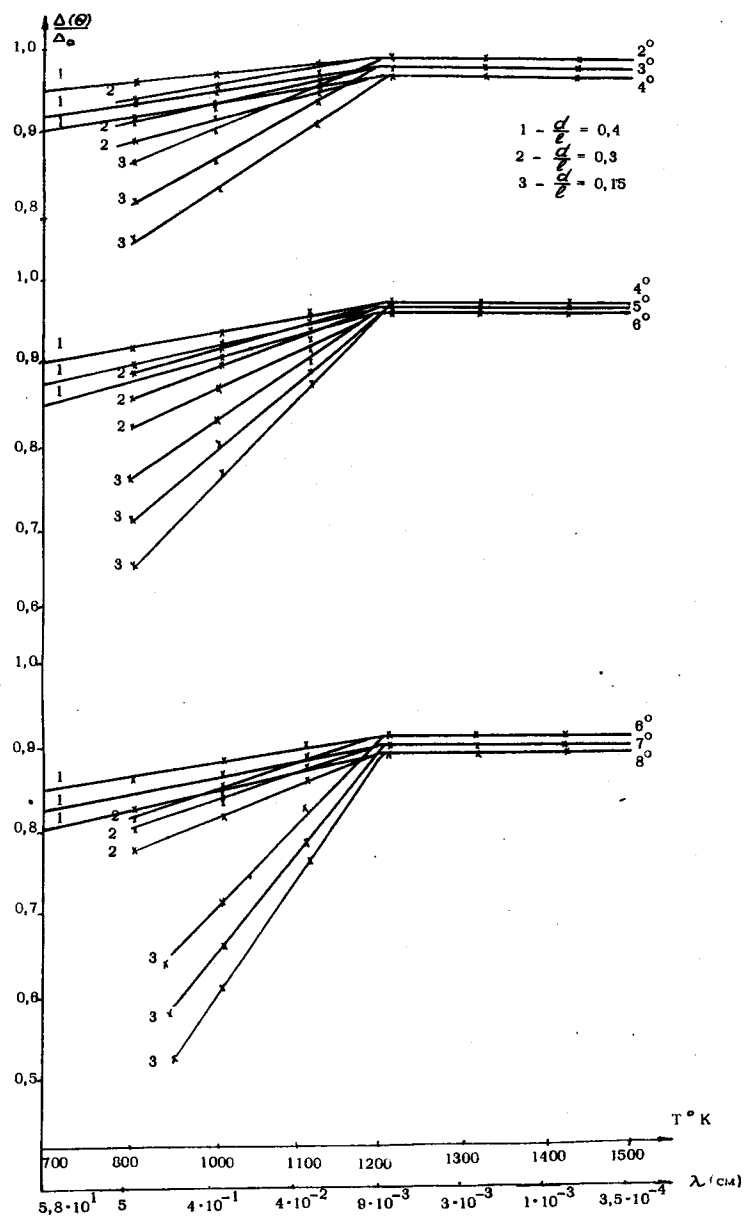


Рис.4. Распределение толщины пленки от температуры при различных углах θ .

II4

ным по (19) и (20). Результаты такого сравнения для различных T , α и ℓ (для $M = 209$) сведены в табл. I.

Таблица I.

T (K)	α (см)	ℓ (см)	РАСЧЕТ N_{CT} (МОЛ/СМ²)	Эксперимент N_{CT} (МОЛ/СМ²)
1500	0,3	0,5	$5 \cdot 10^{18}$	$7,3 \cdot 10^{18}$
1500	0,2	1	$1 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{18}$
1800	0,3	0,5	$0,8 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{18}$
1800	0,2	1	$3 \cdot 10^{18}$	$2,2 \cdot 10^{18}$

Как видно из таблицы, совпадение результатов вполне достаточно для того, чтобы можно было рекомендовать уравнения (17) и (18) для соответствующих приближенных расчетов при работе с ЗИДД.

В качестве иллюстрации на рис. 5 показан разброс толщин пленок висмута для партии N , из 8 подложек, напыленных по-

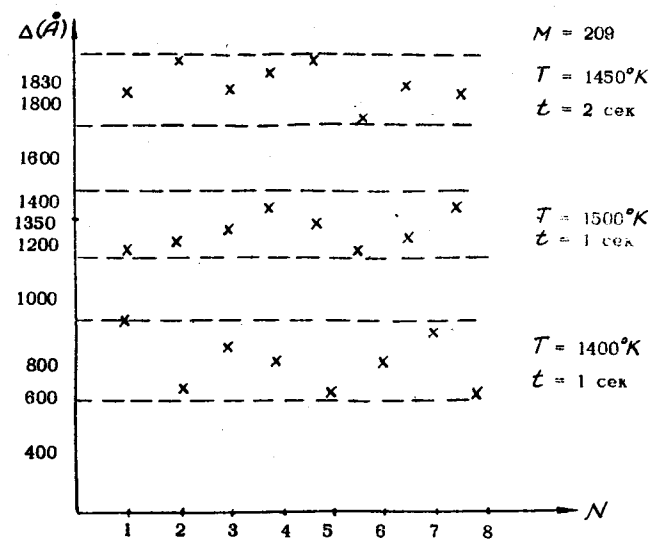


Рис.5. Разброс пленок B_i по толщине при различных T и t .

II5

следовательно при фиксированных температурах камеры ЗИДД 7 и времени открытия затвора $\angle$ при помощи автоматизированной системы напыления пленок [23]. Пунктиром показаны верхняя и нижняя границы допустимого разброса пленок по толщине за счет погрешности измерительного прибора.

Зная температуру, которую будет иметь камера ЗИДД при напылении, а также геометрические размеры выходного канала, можно перед началом эксперимента определить распределение пленки по толщине или изменить это распределение в процессе эксперимента (изменяя температуру камеры ЗИДД таким образом, чтобы изменялся характер течения). Другие возможности управления параметрами потока молекул при исследовании ЗИДД приведены в работах [21, 23].

З а к л ю ч е н и е

Проведена классификация существующих типов термических испарителей с точки зрения влияния их конструктивных элементов на диаграмму направленности и максимальную интенсивность потока молекул пара испаряемого вещества, указаны причины нестабильности этих параметров при изменении массы испаряемого вещества.

Приведены уравнения, позволяющие установить характер и длительность переходных процессов как при молекулярном, так и при вязком течениях.

Показано, что в закрытых испарителях дискретного действия и квазизамкнутых испарителях параметры потока молекул пара испаряемого вещества не зависят от величины объема камеры, заполненного паром этого вещества.

В заключение автор выражает благодарность Э.В. Евреиннову, В.Д. Дятлову, Р.Г. Гарипову, И.С. Лискеру за полезное обсуждение работы и В.А. Стерелюхину, Б.И. Фомину, Е.И. Ивановой за помощь при проведении экспериментальной части работы.

Л и т е р а т у р а

1. Л. Холлэнд. Нанесение тонких пленок в вакууме. Госэнергоиздат, М.-Л., 1963.
2. Л.С. Палатник и др. ДАН СССР, 151, № 3, 1963.
3. С. Дещман. Научные основы вакуумной техники, Мир, М., 1964.

4. Brandt A. Electronics, v.33, VIII (1960)
5. Da Silva E.M., Rev. Scient. Instr., 31, N9 (1960)
6. Ю.И. Петров. ПТЭ, № 2, 1961.
7. Галла. Приборы для научных исследований (р.п.), №3, 1965.
8. Simmonds I.G., Moister D.E., Rev. Scient. Instr., 34, N5 (1963)
9. Schultze H.I., Henninjs K.E. Res/Developm., 16, N5 (1965)
10. Современная вакуумная техника. ИЛ, М., 1963.
11. Spriggs R.S., Learn A.I. RSI, 37, N II (1966).
12. Модерс и Коризерс. Приборы для научных исследований (р.п.) № II (1966).
13. Vergaga W.C., Rev. Scient. Instr., 34, N 5 (1963).
14. И.С. Лискер, Е.И. Черепов. Замкнутый термический испаритель дискретного действия. - Данный сборник, стр. 119-131.
15. В.И. Лозгачев. ЖТФ, XXXII, вып. 8, 1962.
16. Л.С. Палатник и др. Физика металлов и металловедение, т. 21, вып. 3, 1964.
17. В.С. Троицкий. ЖТФ, XXXII, вып. 4, 1962.
18. О. Герман. ЖТФ, т. 34, вып. 10, 1958.
19. А.Н. Несмеянов. ЖФХ, т. 34, № 7, 1960.
20. Langmuir J., Phys. Rev., 2, 329 (1913)
21. И.С. Лискер, Е.И. Черепов, В.М. Сагоруйко. Устройство для термического напыления пленок. Авторское свидетельство № 201484 (1007181/26-9 от 10.5.65 г.).
22. Л.П. Фирсова. ЖФХ, XXXVIII, вып. II, 1964.
23. И.С. Лискер, В.А. Стерелюхин, Е.И. Черепов. Система автоматизированной технологии напыления пленок. Данный сборник, стр. 133-145.
24. Hoftman D.M. Riseman J., 4-th Nat Sympas. Vac Trehnoj. Trans. (1957).
25. Bechner G.Z. Angew. Phys., 13, N 2 (1961).

Институт математики
СО АН СССР.

Поступила в редакцию
15.VI.1967 г.