

К ВОПРОСУ О КИНЕТИКЕ ПРОЦЕССА КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В ТУРБИНОЙ СТУПЕНИ

С. В. ПОЛОЖИЙ

(Представлена проф. докт. И. Н. Бутаковым)

Раскрытие физической сущности процесса конденсации влажного пара, кинетики этого процесса в турбинах является важной задачей в решении проблемы работы ступени в области влажного пара. Однако современные исследования потерь от влажности в паровых турбинах, теоретическое и экспериментальное изучение этого вопроса не находится на должном уровне [1, 2, 3]. Это в известной степени относится к работе [4], в которой предпринята попытка теоретически обосновать кинетику процесса конденсации пара в турбинной ступени на основании многолетних экспериментальных исследований и использования имеющихся в литературе результатов изучения фазовых превращений [5, 6]. Такое состояние этого вопроса объясняется тем, что в современных исследованиях не учитываются явления адиабатических фазообразований, имеющих место при расширении пара в проточной части турбины.

Особенностью кинетики процесса адиабатического фазообразования является одновременность протекания взаимопротивоположных процессов: адиабатической конденсации и адиабатического парообразования, усложненных поверхностными явлениями, внутренним межфазовым теплообменом и ингенсивным перемещением потока. Однако конечный результат процесса зависит от начального состояния системы. При сбросе давления насыщенного пара в конечном результате происходит адиабатическая конденсация — превращение части пара в жидкость. При сбросе давления нагретой жидкости, наоборот, в конечном результате образуется пар — адиабатическое парообразование.

При изоэнтропическом сбросе давления насыщенного пара для завершеного процесса конечное количество образовавшейся воды может быть определено по термодинамическим зависимостям

$$y_s = \frac{S_1'' - S_2''}{r_2} T_{н_2} = \frac{S_1'' - S_2''}{S_2' - S_2''} \text{ кг/кг,}$$

где S_1'' , S_2'' — табличная энтропия насыщенного пара в начале и конце процесса,

$T_{н_2}$, r_2 — абсолютная температура и теплота парообразования в конце процесса.

В промежуточных состояниях процесса после сброса давления насыщенного пара на величину, обеспечивающую зарождение фазы

в виде ассоциаций молекул и микрокапель жидкости, происходит по мере дальнейшего снижения давления как конденсация, так и парообразование ранее образовавшейся жидкости. В какой-то момент микрокапельки жидкости оказываются перегретыми, а пар переохлажденным относительно новой величины температуры насыщения при данном более низком давлении системы, та и другая фаза оказываются неустойчивыми и вынуждены менять свое агрегатное состояние.

Побудителем этих процессов является непрерывное падение давления и стремление системы прийти в соответствие с ее термодинамическим состоянием при новом более низком давлении. Эта непрерывная перестройка одновременно как пара, так и жидкости сопровождается внутренними процессами теплообмена между фазами: выделением тепла конденсирующейся частью и поглощением тепла при парообразовании, и общим снижением температуры системы в соответствии с ее термодинамическим потенциалом при более низком давлении.

Количественный перевес, преобладание одного процесса над другим как в промежуточном, так и в конечном состоянии процесса определяется исходным состоянием вещества. Если в начальном состоянии имеется насыщенный пар или влажный пар с преобладанием паровой фазы, то в конечном результате образуется жидкость, и процессы конденсации превалируют над процессами парообразования и, наоборот, насыщенная жидкость или влажный пар с преобладанием жидкой фазы в исходном состоянии приводят к образованию пара и к превращению процессов парообразования над конденсацией в промежуточных точках процесса сброса давления. Например, для какого-либо участка изоэнтропического расширения влажного пара при сбросе давления на величину $\Delta P = P_0 - P_1$ образуется пар из ранее выпавшей жидкости в количестве Δx :

$$\Delta x = \frac{S'_0 - S'_1}{r_1} \cdot T_{н1} \cdot Y_0 = \frac{S'_0 - S'_1}{S'_1 - S'_1} \cdot Y_0,$$

а жидкость и из ранее находящегося пара Δy :

$$\Delta y = \frac{S''_0 - S''_1}{r_1} \cdot T_{н1} \cdot x_0 = \frac{S''_0 - S''_1}{S''_2 - S''_1} \cdot x_0,$$

где y_0, x_0 — относительная влажность и сухость пара при давлении P_0 ,
 S''_0, S''_1 — энтропия насыщенного пара в начале и конце процесса,
 S'_0, S'_1 — энтропия жидкости в начале и конце сброса давления.

Из этих соотношений видно, что образование новой фазы пропорционально исходному количеству фазы, имея в виду, что

$$S'_0 - S'_1 \approx S''_0 - S''_1, \text{ а } r_1 \text{ и } T_{н1} —$$

— одно и то же для паровой и жидкой фазы при давлении P_1 .

Доказательством одновременности протекания процессов адиабатического парообразования и конденсации является термодинамическое состояние двухфазной системы (рис. 1). Диаграмма фазового состояния H_2O в зависимости от конечного результата адиабатического фазообразования может быть разбита на две области: адиабатического парообразования АВСА и адиабатической конденсации АВДА. Границей между ними является изоэнтропа равного фазообразования АВ-конденсации и парообразования, для которой любая величина сброса давления не приводит к изменению соотношения между паровой и жидкой фазами. Такое течение процесса возможно при равенстве

паровой и жидкой фазы в исходном состоянии процесса или сбросе давления вещества критического состояния (точка А, рис. 1). Изоэнтропа равного фазообразования является хорошим доказательством одновременности протекания процессов адиабатической конденсации и адиабатического парообразования. Здесь исключается возможность завуалированного одностороннего протекания процессов, например, только конденсации пара. Это противоречит природе состояния вещества. Падение давления и температуры действует в равной степени как на паровую, так и на жидкую фазу, приводя их в соответствие с новым физическим и термодинамическим состоянием при более низком давлении системы. Одновременность протекания адиабатической конденсации и парообразования также хорошо иллюстрируется конечным результатом сброса давления двухфазной системы различного соотношения жидкой и паровой фазы в исходном состоянии при

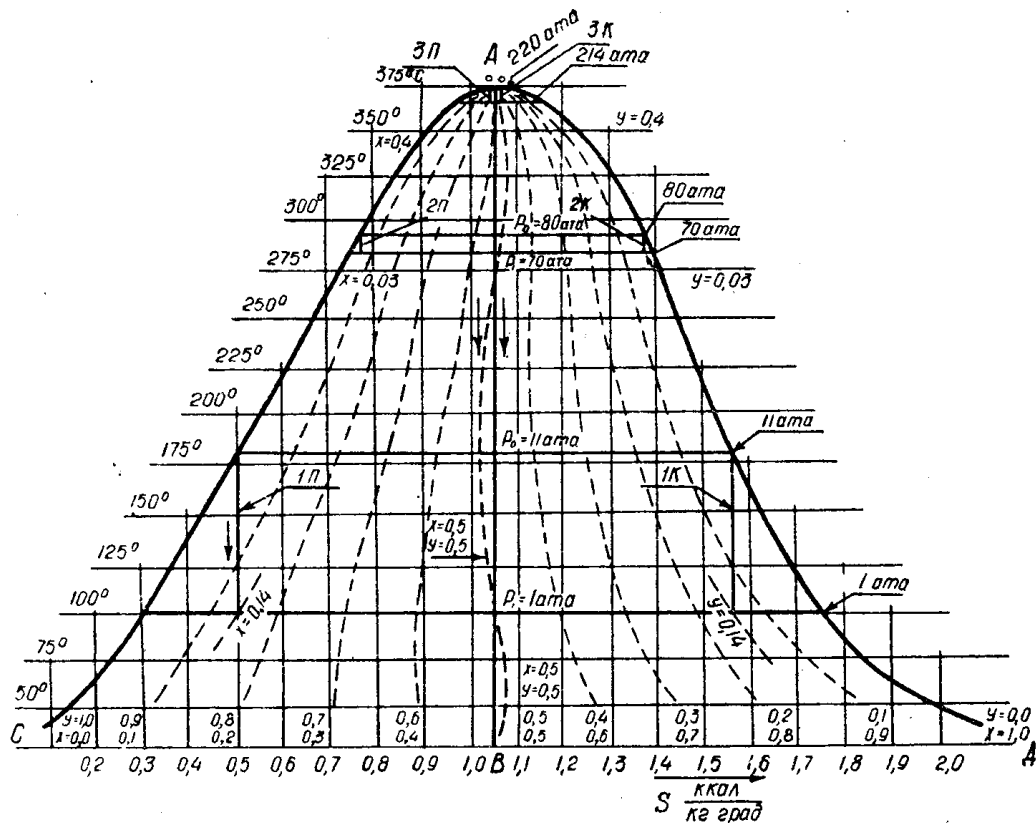


Рис. 1. Диаграмма фазового состояния H₂O. АВСА—область адиабатического парообразования; АВДА—область адиабатической конденсации; АВ—адиабата равного фазообразования; x—относительное количество насыщенного пара; y—относительное количество воды при температуре насыщения; 1_п, 2_п, 3_п—адиабатическое парообразование в интервале низкого, высокого и сверхвысокого изэнтропического сброса давления; 1_к, 2_к, 3_к—адиабатическая конденсация в интервале низкого, высокого и сверхвысокого изэнтропического сброса давления.

неизменных начальном и конечном давлениях процесса. В табл. 1 для величины изэнтропического сброса давления $\Delta P = P_0 - P_1 = 10 - 0,03 = 0,97 \text{ атм}$ приведено соотношение фаз в начале и конце процесса для влажного пара различной начальной влажности.

Как видно из табл. 1, конденсация насыщенного пара не пропорциональна содержанию его в исходном состоянии, а убывает по мере увеличения начальной влажности пара. Если, например, в ис-

ходном состоянии сухой насыщенный пар ($x = 1,0$), то в конце процесса 14 % этого пара превратилось в жидкость. При начальной степени сухости в 60 % ($x = 0,60$) в конце процесса сконденсируется всего лишь 6,6 % этого пара. Дальнейшее увеличение влажности пара в исходном состоянии приводит не к уменьшению насыщенного пара в конце процесса, а к его возрастанию, и процессы парообразования начинают превалировать над конденсацией. В то время, как по современной теории односторонней непрерывной конденсации влажного пара, исключая процессы парообразования, количество образующейся жидкости всегда должно быть пропорционально исходной величине насыщенного пара в начале процесса.

Т а б л и ц а 1

Влияние исходного соотношения фаз на процессы адиабатических фазообразований

Направление процесса фазообразования по конечному результату	Сухость пара		Изменение сухости пара относительно начальной, %
	начальная	конечная	
Адиабатическая конденсация (сухость пара убывает в конце процесса, "−").	1,0	0,86	−14,0
	0,90	0,78	−13,3
	0,80	0,71	−11,2
	0,70	0,63	−10,0
	0,60	0,56	−6,65
	0,50	0,52	+ 4,0
	0,40	0,41	+ 2,5
Адиабатическое парообразование (сухость пара возрастает в конце процесса, "+").	0,30	0,33	+10,0
	0,20	0,27	+35,0

Своеобразие расширения влажного пара в проточной части турбины во многом определяется интервалом, величиной и характером сброса давления как побудителями адиабатических фазообразований. Это объясняется различием физических и термодинамических свойств пара и жидкости и их изменением во времени и пространстве. В интервале сверхвысокого сброса давления физические и термодинамические свойства пара и жидкости таковы, что они облегчают процессы фазообразования (небольшие отклонения от равновесных состояний при зарождении новой фазы, незначительные размеры зародышей новой фазы, отсутствие резких различий физических свойств и т. п.). Низкие давления и тем более расширение пара под вакуумом, наоборот, усложняют условия возникновения новой фазы, требуется значительное переохлаждение или перегрев, ввиду резкого различия физических и термодинамических свойств пара и жидкости и т. п. Величина и способ сброса давления, в свою очередь, будут определять специфику процесса для одного и того же интервала давления. Крутое падение давления или растянутое по длине элемента по-разному будут влиять на интенсивность процесса, на степень переохлаждения (перегрева), на место зарождения новой фазы, на время и скорость фазообразования. Большая величина сброса давления на данном участке сопла интенсифицирует процесс во всех направлениях: возрастает число центров фазообразований, скорость их роста и распада. Малая величина сброса давления, наоборот, замедляет процессы фазообразования, и в предельном случае при отсутствии сброса давле-

ния, вообще, невозможно зарождение новой фазы без подвода тепла извне.

Подобное заключение об общей направленности адиабатических фазообразований удалось сделать на основании экспериментальных исследований адиабатического парообразования под вакуумом, которые позволили опытным путем выявить специфику этого процесса: влияния величины и характера сброса давления, температурного напора на интенсивность процесса, энергии процесса, структуру и дисперсность потока, время и скорость парообразования. Проследить за изменением давления и температуры процесса парообразования по длине испарительного элемента, выявить степень совершенства процесса парообразования и факторы, влияющие на эти характеристики процесса. Использование в экспериментах прозрачных (из органического стекла) испарительных элементов (различных сопел и насадок) и проведение опытов под вакуумом при низких температурах позволило хорошо организовать визуальные наблюдения и фотографирование процесса, удобно осуществить измерение температуры и давления процесса парообразования по всей длине испарительного элемента. Несомненно, для установления количественных и качественных характеристик процесса расширения влажного пара (адиабатической конденсации) необходима подобная же постановка экспериментальных исследований в области влажного пара и теоретические исследования адиабатической конденсации с вышеприведенных позиций.

В существующих представлениях кинетики процесса конденсации влажного пара при его расширении в проточной части турбины, как уже упоминалось, исходят из понятия односторонней направленности этого процесса, как процесса только конденсации пара, возникновения и непрерывного роста капелек жидкости, подобно тому, как это имеет место при стационарной конденсации насыщенного пара на поверхности охлаждения с отводом тепла через стенку и постоянным давлением конденсирующего пара. При таком представлении конденсации влажного пара в турбинах в теоретических и экспериментальных исследованиях не находят отражения специфические особенности адиабатических фазообразований, правильная физическая сущность этого процесса. В этом отношении физикам удалось установить только элементы кинетики фазовых переходов, найти условия, необходимые для возникновения новой фазы в пределах старой фазы. Другие вопросы этого сложного процесса являются до настоящего времени неизученными. Поэтому строить кинетику процесса конденсации пара в турбинах, ограничиваясь только исследованиями физиков в области фазообразований, как это сделано в [4], является недостаточным и нежелательным еще и в том отношении, что такое решение этой задачи не только приводит к неверным выводам, но и не способствует дальнейшему развитию теоретических и экспериментальных исследований физической сущности и кинетики конденсации влажного пара в нужном направлении, что в свою очередь затрудняет решение проблемы работы ступени в области влажного пара. Этот вопрос усложняется еще и тем, что современные экспериментальные исследования потерь от влажности в опытных турбинах не могут служить проверкой теоретических выводов, поскольку они проводятся по методике, не учитывающей всех факторов, влияющих на к. п. д. таких турбин при переходе с перегретого на влажный пар [1, 2].

Известные формулы по кинетике конденсации влажного пара, имеющиеся в литературе, не отражают действительного процесса адиабатической конденсации. К последним относятся формула для

определения роста капелек жидкости при расширении насыщенного пара в начальной стадии, когда критический радиус капелек ξ меньше длины свободного пробега молекул λ .

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{C_{пл} \rho}{r \rho_w} \sqrt{\frac{RT}{2\pi}} \frac{T_w - T}{1 - \frac{\sigma}{r \rho_w \cdot r}}, \text{ или } \frac{d\xi}{dt} = \frac{3}{8} \frac{P}{r \cdot \rho_w} \sqrt{3 \frac{R}{T}} (T_\xi - T_1),$$

а также для роста крупных капель в случае $\xi > \lambda$ развитого процесса или формула для определения массы воды M_w сконденсировавшегося пара в определенном сечении

$$M_w = \int_0^x M_x(x', x) J(x') F(x') dx',$$

где x — координата, определяющая положение рассматриваемого сечения, x' — координата сечения, в которой выпадает влага со скоростью $I(x')$ и площадь которых $F(x')$ масса капель в сечении x , зависящая от места ее образования.

Эти формулы не учитывают одновременности протекания конденсации и парообразования при расширении влажного пара в турбине, влияния начальной влажности на конечный результат.

Подобное же можно сказать и относительно формул, устанавливающих необходимые условия для зарождения новой фазы и скорости парообразования: формула Кельвина, определяющая степень переохлаждения пара

$$\ln \frac{P}{P_\infty} = \frac{2\sigma}{\rho \cdot R \cdot T \xi^*},$$

или формула Френкеля, устанавливающая степень переохлаждения пара

$$\ln \frac{T_\infty}{T} = \frac{2\sigma V_w}{r \cdot \xi^*},$$

а также формулы для определения количества одновременно образующихся центров фазообразования I при данной степени переохлаждения в единицу времени в количестве вещества, содержащим n_1 молекул

$$I = \frac{n_1}{g^*} \left[\exp \left(- \frac{4\pi\sigma\xi^{*2}}{3 \cdot \kappa \cdot T} \right) \right] 2\xi^* \frac{P}{\kappa \cdot T} \sqrt{\frac{\kappa \cdot T \cdot \ln \frac{P}{P_\infty}}{3 \cdot m_n}} g^*,$$

где P_∞ , T_∞ — давление и температура над плоской поверхностью; P , T — давление и температура вблизи зародышевой капельки в равновесном состоянии; R — газовая постоянная; ρ — плотность жидкости; V_w — молекулярный объем жидкой фазы; r — теплота парообразования; ξ^* — радиус капельки критического размера

$$\xi^* = \frac{2\sigma T_\infty \cdot V_w}{\Delta T_1 \cdot r}$$

g^* — число молекул в зародышевой капельке; m_n — масса молекул; κ — постоянная Больцмана.

Эти формулы кинетики не отражают всего процесса конденсации и специфических условий адиабатических фазообразований. Они не дают возможности судить о развитии процесса до конечной величины сброса давления влажного пара. Наряду с этим, необходимо иметь в виду,

что численные значения по данным формулам не могут претендовать на достаточную точность, поскольку нет надежных данных для определения поверхностного натяжения при очень малом радиусе капелек. Нельзя ожидать, что эти уравнения будут справедливы для очень малого размера капель $r < 10^{-7}$ см, так как уравнение Томсона-Гиббса было выведено для сплошной среды в предположении о пограничной величине поверхностного натяжения. Это обстоятельство может привести к большим искажениям расчета. Например, ошибка, допущенная при определении поверхностного натяжения в 1 %, приводит к ошибке в 100 % для скорости образования ядер конденсации водяного пара [6]. Точные расчеты скорости образования ядер конденсации и роста капель по существующим зависимостям затруднены еще и потому, что неясны детали процесса конденсации, а также ввиду использования при этих расчетах многих термодинамических факторов, неопределенных или неизвестных в настоящее время. Условным является предположение о квазистационарности процесса при очень быстром расширении влажного пара, исходя из которого определяется величина I . Подобное же относится и к формуле для определения роста капель, которые справедливы только в том случае, когда термодинамическое состояние окружающей среды не меняется во время роста капель, чего не наблюдается при расширении влажного пара в паровых турбинах.

Из этого краткого обзора становится очевидным слабая изученность кинетики процесса конденсации пара в турбинной ступени, недостаточность наших знаний о физической сущности фазовых переходов, а также отсутствие правильной ориентировки научных исследований в этой области.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Положий. К вопросу влияния влажности пара на КПД турбинной ступени. Известия Вузов СССР—Энергетика, 7, 1962.
2. С. В. Положий. Еще раз к вопросу влияния влажности пара на к. п. д. турбинной ступени. Известия Вузов СССР—Энергетика, № 3, 1963.
3. И. И. Кириллов, Р. М. Яблоник. Проблема усовершенствования турбинных ступеней, работающих на влажном паре. Теплоэнергетика, № 10, 1962.
4. И. И. Кириллов, Р. М. Яблоник. Кинетика процесса конденсации пара в турбинной ступени. Энергомашиностроение, № 4, 1963.
5. Я. И. Френкель. Кинетическая теория жидкостей. АН СССР, 1945.
6. П. П. Вегенер, Л. М. Мак. Конденсация в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах. Сб. Проблемы механики, вып. 3, М., 1961.