

сколькo возрастает по сравнению с закаленным состоянием, что свидетельствует о высокой энергоёмкости разрушения на стадии распространения трещины. При дальнейшем увеличении продолжительности старения стали 550оС (1 ч.) +600оС (4 ч.) наблюдается снижение предела прочности ($\sigma_{\text{в}}=1010$ Мпа) и повышение предела текучести стали ($\sigma_{0,2}=650$ Мпа), а также резко увеличивается относительное сужение ($\psi=36\%$) при сохранении прежнего уровня относительного удлинения и ударной вязкости. Изломы сохраняют матовый цвет, но зона L отсутствует. Стабильность аустенита сохраняется.

При продолжительности двойного старения 550оС (4 ч.) + 600оС (8 ч.) пластичность стали увеличивается ($\delta=37\%$, $\psi=63\%$), а твердость и прочность снижаются даже ниже соответствующих значений твердости и прочности закаленной стали. При этом ударная вязкость стали возрастает, за счет увеличения работы распространения трещины, о чем свидетельствует большая глубина пластических зон под поверхностью изломов. Сталь становится снова метастабильной. Однако в данном случае мартенсит деформации образуется только в сильнодеформированной микропластической зоне под поверхностью изломов.

Влияние ассоциативной ионизации на развитие разряда газоразрядного преобразователя

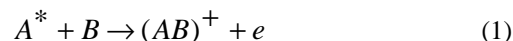
В. Н. Цицура, В. К. Кулешов, Ю. В. Алхимов

Томский политехнический университет, кафедра "Физические методы и приборы контроля качества", Томск

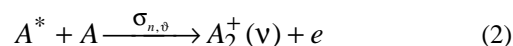
Газоразрядный преобразователь (ГРП) представляет собой герметичную плоско-параллельную двух-электродную камеру, наполненную инертным газом. Расстояние между электродами, один из которых прозрачен для видимой части спектра излучения, обычно не превышает 1 см. Газовый разряд в ГРП инициируется рентгеновским или высоко энергетическим тормозным излучением. После подачи на электроды импульса высокого напряжения, из областей первичной ионизации в газе развиваются электронные лавины, что приводит к усилению изображения. На начальной стадии своего развития газовый разряд качественно может быть описан в соответствии с таунсендовским механизмом развития газового разряда [1]. Механизм Таунсенда при описании разряда справедлив до тех пор, пока можно пренебречь электрическим полем пространственного заряда электронов и ионов по сравнению с напряженностью внешнего поля. Экспериментальные исследования [2] показали, что вследствие искажения поля пространственными зарядами, уже при небольшой плотности тока 10^{-8} А/см, наступает заметное увеличение ионизации, и условия самостоятельности разряда выполняются при меньших значениях напряженности на разрядном промежутке.

Для описания разряда этих условиях наиболее широко используется теория искрового разряда, разработанная Миком [3] и независимо от него Ретером [4], которая основана на многочисленных экспериментальных исследованиях развития искрового разряда. С помощью этого механизма можно устранить проти-

воречия, связанные с очень малым коэффициентом поглощения в опытах Ретера и других авторов [5]. В качестве ионно-молекулярной химической реакции, способной объяснить механизм развития катодного стримера в гелии, предложена ассоциативная ионизация:



Например, для гелия сечение реакции имеет значение $\approx 10^{-15} - 10^{-16}$ см² [15]. Исследуем реакцию типа (1) как один из возможных механизмов развития стримера в условиях ГРП с ксеноновым наполнением. Учитывая селективность реакции (1), при протекании в собственном газе ассоциативную ионизацию более правильно записать в виде:



Индексами n и J обозначают соответственно состояния возбужденного атома и номера колебательного уровня иона A_2^+ , $\sigma_{n,v}$ сечение процесса (1). Ассоциативная ионизация осуществляется, если энергия возбужденного атома A^* превышает энергию основного колебательного состояния $\vartheta = 0$ иона A_2^+ . Вообще говоря, столкновения атомов A^* и A может привести к появлению $A^*(\vartheta)$ в различных колебательных состояниях, поэтому процессу (2) можно сопоставить сечение в соответствии с набором начального и конечного каналов реакции. В настоящее время, однако, сведения о выходе ионов A в зависимости от ϑ при ассоциативной ионизации атомов инертных газов отсутствуют. Поэтому реакцию (2) будем характеризовать суммарным сечением:

$$\sigma_n = \sum_{\vartheta} \sigma_{n,\vartheta} \quad (3)$$

Лишь для атомов гелия имеются наиболее подробные экспериментальные и теоретические данные [6]. В этой же работе отмечается, что ассоциативная ионизация становится преобладающим каналом разрушения возбужденных атомов и молекул при выполнении условия

$$[A] > \frac{1}{\tau_* < \sigma_n, \vartheta_a} \approx 10^{18} \text{ см} \quad (4)$$

где τ_* – время жизни возбужденного состояния, $[A]$ – концентрация нормальных атомов, ϑ_a – скорость атомов. По соотношению (4) можно определить наиболее интенсивные колебательные уровни атома гелия вступающие в реакцию (2). Для других атомов инертного газа использовать (4) затруднительно из-за отсутствия данных о сечениях выхода A_2^+ в зависимости от ϑ_a .

В работе [7] приведен наиболее удобный для практического применения критерий по оценке протекания разрушения возбужденных атомов по типу (2), исходящий из энергетических соображений:

$$\varepsilon_A^* > \varepsilon_A^i - \varepsilon_{(AB)^+}^d \quad (5)$$

где ϵ_A^* – энергия возбуждения частицы А, ϵ_A^i – энергия ионизации этой частицы, $\epsilon_{(AB)^+}^d$ – энергия

диссоциации молекулярного иона $(AB)^+$ на А и В. Ассоциативная ионизация наиболее эффективно происходит в случае, когда потенциал ионизации атома сравним с энергией диссоциации молекулярного иона. У атомов инертных газов наиболее благоприятными для ассоциативной ионизации являются уровни, энергия возбуждения которых превышает $\epsilon^* > 22,19$ эВ; 20,2 эВ; 14,6 эВ; 12,8 эВ; 11,07 эВ соответственно для Ne, Ne, Ar, Kr, Xe.

Данные предположения согласуются с исследованиями [8], где показано, что для Ar реакция (2) идет наиболее активно с участием атомов в состояниях $6S_{3/2}$ и $4d_{1/2}$ (энергия уровней 14,84 эВ; 14,69 эВ). Оценим количество вторичных электронов, образованных в месте образования начального электрона в результате ассоциативной ионизации. Для получения количественных оценок по образованию электронов за счет (2) необходимо знать основные параметры возбуждения атомов и молекул (сечения, функцию распределения электронов по скоростям). Непосредственное решение кинетического уравнения Больцмана для нахождения функции распределения электронов затруднительно. Однако при рассмотрении атомарного газа можно полагать, что средняя энергия электронов много меньше энергии возбуждения атомов ϵ^* и составляет $(3/10) \epsilon_1$: (5,0 эВ; 3,5 эВ; 3,0 эВ; 2,5 эВ – для Ne, Ar, Kr, Xe соответственно. В этом случае свободных электронов, способных возбуждать или ионизировать атом, мало, причем электрон, испытывающий неупругое соударение теряет практически всю энергию. Это позволяет использовать диффузионную модель, заключающуюся в том, что при $v < v_1$ (v_1 – скорость электронов, соответствующая началу неупругих потерь энергии) электроны накапливают энергию из-за диффузии в электрическом поле, а при $v > v_1$ теряют ее в неупругих столкновениях. Используя данную модель, а также с учетом того, что $v^t = \text{const}$ с точностью 15-20% в области энергий $\epsilon_1 < \epsilon^* < 3 \cdot \epsilon_1$ (v^t – транспортная частота упругих соударений) симметричную часть функции распределения электронов, необходимую для расчета выхода оптического излучения, можно представить в виде:

$$f_0 = \frac{3}{2\pi v_1 q_0} \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{eE} \int_{v_1}^v \sqrt{v^t \cdot v^h} dv\right) \quad (6)$$

где q_0 – параметр столкновений:

$$q_0 = \frac{2m_e \sqrt{v^t \cdot v^h}}{\sqrt{3}eE}$$

v^h – частота неупругих столкновений, E – напряженность поля в газоразрядном промежутке, m_e и e – масса и заряд электрона соответственно. Расчет

сечений возбуждения резонансных уровней производился по формуле Режемортера с использованием экспериментальных значений сил осцилляторов [9], а оценки сечений для видимого излучения получены по полуэмпирическим формулам, разработанным Ванштейном, Собельманом и Юковым. Количество резонансно возбужденных атомов, приходящихся на один свободный электрон в лавине запишем, как [10]

$$Q_p = \frac{\sum_{j=1}^n \delta_j}{\alpha} \quad (7)$$

$$\frac{\delta_j}{\alpha} = \frac{v_0^i \left(\frac{v_i}{v_1} - 1\right)}{v_0^j \left(\frac{v_j}{v_1} - 1\right)} \exp\left(q_0 \left(\left(\frac{v_i}{v_1} - 1\right)^{3/2} - \left(\frac{v_j}{v_1} - 1\right)^{3/2}\right)\right) \quad (8)$$

где суммирование проводилось по полному набору резонансных уровней; v_0^j и v_0^i – соответственно коэффициенты пропорциональности в аппроксимационных формулах для частоты возбуждения на j -й резонансный уровень и частоты ионизации, v_j и v_i – скорости электронов, соответствующие энергиям j -го резонансного уровня и потенциала ионизации. Для используемой конструкции ГПП при питании прямоугольными импульсами, значения напряженности, соответствующей лавино-стримерному переходу для Ne, Ar, Kr, Xe соответственно равны: 5,6; 10,4; 11,2; 14,8 кВ/см. Параметр столкновений обратно пропорционален напряженности электрического поля и при $E = E_n$, $q_0 \rightarrow 0$. Учитывая, что

$$v^j = v_0^i \frac{(v^2 - v_1^2)}{v_1^2} \quad (9)$$

а также, что экспонента в выражении (8) при $q_0 \rightarrow 0$ стремится к 1, получим:

$$\frac{\delta_j}{\alpha} \approx \frac{v^j}{v^i} = \frac{\sigma^j}{\sigma^i} \quad (10)$$

Аналогично рассуждая для расчета видимого излучения, получим:

$$\frac{\delta_k}{\alpha} \approx \frac{v^k}{v^i} = \frac{\sigma^k}{\sigma^i} \quad (11)$$

Выход видимого излучения в области $E > E_n$ отличается от удельного выхода резонансного излучения на величину:

$$\eta = \frac{Q_B}{Q_p} \approx \frac{\sum_k \sigma^k}{\sum_j \sigma^j} \approx 0,0012 \quad (12)$$

и Q_B также можно считать const при $E_n > 14,8$ кВ/см. Если обозначить T – характерное время реакции (3), T_p – время разряда, τ_c – время релаксации

ступенчатых переходов, то при $T \ll T_p$ только часть возбужденных атомов успеет вступить в реакцию (2), так как $\tau_c \gg T_p$ ($\tau_c \approx 10^{-5}$). Число электронов, образовавшихся в результате ассоциативной ионизации в головке лавины с радиусом $r = 0,1$ мм ($r = r_d$ – радиус лавины).

$$n_{ass}^* = n_0^* \frac{T}{T_p} Q_B \frac{\exp(\alpha \cdot \vartheta \cdot T_p) \sum_{j=1}^n \sigma_{ass}(\vartheta_j)}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \quad (13)$$

где n_0^* – плотность ионизации скрытого изображения $\approx 10^8$ см⁻³

$\sum_{j=1}^n \sigma_{ass}(\vartheta_j)$ – полное сечение ассоциативной ионизации $\approx 10^{-16}$ см², $T \approx 10^{-10}$ с, $T_p \approx 10^{-8}$ с,

$Q_B \approx 6,5 \cdot 10^{-2}$ фотон/электрон.

Подставив данные значения в (13), получим

$$n_{ass}^* \ll 1 \quad (14)$$

при любых значениях напряженности электрического поля в рабочем режиме ГРП. Условие (14) означает, что реакция, протекающая по схеме (2) и объясняющая распространение катодонаправленного стримера в гелии, в условиях ГРП не может образовывать вторичных электронов для поддержания самостоятельности разряда, так как даже в головке лавины, где плотность электронов максимальна, данный механизм не играет существенной роли в образовании вторичных электронов.

Список литературы

1. Мик Дж Карэгс Дж. Электрический пробой в газах./ Перевод с англ. Под ред. В. С. Комелькова – М.:Изд.1960 г. 605 с.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда – М.: Госатомиздат, 1961. –323с.
3. Miek J.M.//Phys.-V.57.-P.722
4. Raether H. // Arch Electrotechn.-1940.-V.34.-P.49.
5. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. / Перевод с англ. Под ред. В. С. Комелькова.- М.: Мир, 1968.-420 с.
6. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М. –Л.: ГИТЛ, 1950. –672 с.
7. Лозинский Э. Д. К вопросам о природе фотоионизирующего излучения при стримерном пробое газа // ЖТФ.-1968.-Т.38.-с. 1563-1569.
8. Raether H. Ionizing Radiation Accompanying a Spark Discharge // Z. Phys. 1958. Bd 151.-P.264-276.
9. Hornbeck J. A. Molnar J. P. Mass Spectrometric Studies of Molecular Ions in the Noble Gases//Phys.Rev.-1951.- V.84.-P621-625.
10. Lozansky E. D. Mechanisms of Secondary Processes in Streamer Breakdown of Gases //J. Phys. D. - 1969.V.2.-P.137-148.

Оценка достоверности копрологического исследования в зависимости от времени хранения материала

Х.Х. Шакова

Кабардино – Балкарский государственный университет им.Х.М. Бербекова, Медицинский факультет, Нальчик

Целью нашего исследования явилось изучение влияния на качество копрограммы времени хранения используемого материала (кала). В реальных условиях копрологическое исследование проводится в лаборатории в конце рабочего дня (после анализов крови), а забор материала может осуществляться и вечером накануне. Мы попытались установить, насколько достоверность копрограммы зависит от времени хранения материала. Материалом для исследования изменений копрограммы послужил кал детей в возрасте до 1 года. Исследование проводилось по общепринятой методике общего анализа кала. Всего произведено 204 исследования. В 53 случаях микроскопирован свежий кал; в 48 случаях – испражнения, хранившиеся в «памперсе» в течение 1 – 3 часов; в 42 случаях – кал, хранившийся в тех же условиях 6 – 12 – 18 часов; в 34 случаях была проведена повторная микроскопия готового препарата (мазка) через 1 – 3 часа и в 27 случаях – повторная микроскопия препарата через 6 – 12 – 18 часов. В микроскопируемом кале обнаруживались следующие элементы: лейкоциты, эритроциты, нейтральный жир, кристаллы жирных кислот, перевариваемая и непереваживаемая растительная клетчатка.

Установлено, что первыми лизисы подвергаются эритроциты (через 6 часов), а лейкоциты сохраняются в испражнениях не более 12 часов. Хранение кала даже в течение 18 часов существенно не изменяет количества других элементов – жира, жирных кислот, клетчатки. Препарат, приготовленный из только что полученных испражнений, не имеет особых преимуществ перед тем, который приготовлен из кала хранившегося около 6 – 8 часов. Примечательно, что в свежеприготовленном препарате элементы достаточно подвижны и видны менее четко по сравнению с тем же препаратом, микроскопируемым спустя 1 – 3 часа, однако хранение готового препарата более 3 часов является нецелесообразным, так как элементы кала при этом разрушаются. Т.о. при проведении копрологического исследования, являющегося одним из основных лабораторных анализов в практике врача – инфекциониста, допустимо хранение полученного материала сроком до 6 –12 часов (на что следует обратить внимание среднего медперсонала, обеспечивающего соблюдение данного условия), а микроскопия готового препарата может осуществляться в течение 1 – 3 часов с момента его изготовления. Для большей достоверности копрологического исследования, сроки хранения материала не должны превышать 12 часов, а микроскопию готового мазка лучше осуществлять в течение 1-3 часов с момента его приготовления.