

tir las construcciones de hierro con mampostería gótica, columnas y detalles renacimiento, en tentativas de unir elementos heterogéneos, que nunca pueden formar «un solo». Que contraste con las obras que se realizan hoy día, en las que tratamos de darles una estética nacida de la misma construcción, del mismo concepto de la obra, de su utilidad y destino, una estética que coincide ó no con las reglas convencionales de la arquitectura de hierro ó de la estética en general. Ya encontramos en ellas simetría, ritmo, expresiones agradables de funcionamiento mecánico en las que á menudo debemos, sin embargo, reconocer la estética modesta, oculta por el egoísmo de la práctica utilidad de lo constructivo.

Naturalmente sería oscurecer los progresivos adelantos de este ramo si quisiéramos introducir una nueva lógica en la arquitectura de hierro, en perjuicio de los triunfos ya recolectados de la técnica y del razonamiento matemático de esta ciencia á favor de un desarrollo rápido de la estética de las obras de ingeniería.

Como el sentimiento de lo bello se encuentra acumulado en todos los trabajos del ser humano, podemos decir que toda creación humana lleva el sello de la estética en sí; pues bien, la arquitectura de hierro y los motivos que la forman, como las obras de la ingeniería en general, serán á su vez consideradas como hermosas cuando hayan pasado y vencido la época de la metamorfosis á la que están todavía sujetas.

O. RANZENHOFER (1).

LOS IONES GASEOSOS (2)

1

Existencia de los iones gaseosos.

IONES: ACEPTACIÓN EN QUE SE TOMA ESTA PALABRA.—Aunque hace ya cerca de un siglo que es conocida la palabra *iones* en el lenguaje técnico de los electricistas, desde que Faraday, al formular en 1834 las leyes que llevan su nombre, llamó *anión* al elemento electro-negativo que en la electrolisis iba al ánodo, *cation* al electro-positivo que se dirigía hacia el cátodo, y á ambos elementos les dió el nombre de *iones*; sin embargo, á medida que la ciencia eléctrica ha visto ensancharse su vasto campo de acción, fué preciso dilatar los horizontes del significado que se daba á esta palabra. Al presente es bastante general el llamar *iones electrolíticos* á los productos de la electrolisis, *iones químicos* á los constitutivos de las moléculas químicas que darán lugar á los electrolíticos, conociéndose con el nombre de *iones físicos* ó simplemente *iones* los vehículos que, como veremos, se encargan de transportar la electricidad á través de los gases; acerca de la naturaleza y propiedades de los postreros pretendemos dar una somera idea en estas breves páginas, manteniéndonos dentro de los límites de lo que parece deducirse de experiencias comprobadas por autores serios, y omitiendo lo que es producto de teorías más ó menos hijas del fascinador influjo de bellas imaginaciones, pero que poco ó nada tienen de fundamento real.

CONDUCTIBILIDAD DE LOS GASES.—Los gases en estado normal no conducen la electricidad, ó lo hacen en grado tan ínfimo, que se requieren aparatos extremadamente sensibles para observarlo, razón por la cual se les considera como los mejores aislantes; mas puestos en circunstancias especiales, pueden adquirir tal grado de conductibilidad, que den libre paso á la corriente determinada por pequeñísimas diferencias de potencial, ó descarguen casi instantáneamente los conductores electrizados.

Tomemos, por ejemplo, dos discos metálicos perfectamente aislados, y coloquémoslos paralelos y separados algunos centímetros entre sí; si unimos uno de los discos al polo de una pila cuyo otro polo comunique con el suelo, y ponemos el otro disco (habiendo estado antes unido al suelo) en comunicación con un electrómetro tan sensible, que pueda indicarnos el menor paso de carga eléctrica de un disco al otro, observaremos que, ó no pasa corriente á través del aire, ó es ésta insignificante. Pero proyectemos un haz de rayos Röntgen á través de la masa de aire que media entre los discos; al punto nos indicará el electrómetro, que el aire ha adquirido la propiedad de conducir la corriente eléctrica, pues un disco va ganando carga á expensas de la que cede el otro, hasta que se igualan los potenciales de ambos. Un conductor cargado que se halle perfectamente aislado, puede conservar por largo tiempo su carga, pero la pierde al punto que los rayos X modifiquen el aire ambiente.

ALGUNOS CARACTERES DE ESTA CONDUCTIBILIDAD.—La descarga que experimentan los conductores electrizados, ó paso de la electricidad entre los que están á diferente potencial, no se debe á la acción directa de los rayos X, sino que es cualidad inherente á la masa del gas, y puede durar todavía breves instantes después de cesar la acción de dichos rayos, como lo prueba el Sr. J. J. Thomson soplando el gas röntgenizado, ó aspirándolo á través de un tubo de materia aislante; en ambos casos el poder conductor se observa allí donde ha sido trasladado el gas, aunque á los pocos instantes desaparece por completo.

Al mismo tiempo, puede conseguirse que el gas pierda instantáneamente esta cualidad, con sólo obligarle á atravesar copos de lana de vidrio, ó á burbujear en el seno del agua; también vuelve al estado normal si se le hace pasar por finos tubos metálicos ó por un campo eléctrico.

EXISTENCIA DE LOS IONES.—El hecho de que el gas pierda su conductibilidad al ser filtrado por lana de vidrio ó por el agua, ó al atravesar finos tubos metálicos, etc., parece evidenciar que tal conductibilidad es debida á algo mezclado con la masa del gas lo cual puede desaparecer de dicha masa, ora quedándose enredado entre las intrincadas mallas de la lana de vidrio ó mezclado con el agua, ora adhiriéndose por difusión á las paredes de los tubos metálicos. Por otra parte, el eliminarse también por medio de un campo eléctrico, parece probar que este algo misterioso está cargado de electricidad, y en virtud de esta carga puede separarse obedeciendo á la acción del campo, para neutralizarse en los electrodos; de semejante manera se explica su difusión hacia las paredes metálicas de los tubos. Ahora bien; como la carga total del gas conductor es nula (puede probarse con un cilindro de Faraday), síguese evidentemente que deben existir cargas de ambos signos, cuya suma algebraica sea cero. Por consiguiente, sin contar con otras experiencias que se irán exponiendo, tenemos ya suficiente fundamento experimental para considerar la conductibilidad de los gases como debida á partículas (de cuya naturaleza prescindimos por ahora) positivas unas, y otras negativas; estas partículas son las que se conocen hoy día con el nombre de *iones* simplemente ó *iones físicos* (ó gaseosos), para distinguirlos de los iones electrolíticos, con quienes no les liga otro parentesco que el tener igual carga específica, como expondremos luego. La acción de producir los iones, ó *ionizar* el gas, se llama *ionización*, y el agente que los produce *ionizador*.

Hasta ahora hemos tomado como agente ionizador los rayos X, pero pueden producir efecto semejante las sales radiactivas, los rayos ultra-violetos, los metales incandescentes, las llamas, etc.

CONFIRMACIÓN.—La existencia real de los iones recibe firme apoyo con la fácil explicación que en esta hipótesis admiten varios fenómenos, algunos de los cuales no han podido de otro modo explicarse satisfactoriamente. Por lo pronto, estando estas partículas cargadas con electricidades contrarias, deben naturalmente ejercer acción mutua entre sí, con lo cual se recombinarán para perder la carga; y he ahí explicado el hecho de la

(1) De *La Ingeniería*, de Buenos Aires.

(2) De la Memoria del Observatorio del Ebro, en Roquetas. «La Sección eléctrica», por el P. Juan García Mollá.

facilidad con que el gas ionizado vuelve á su estado normal al poco tiempo de cesar el agente ionizador. Si hacemos variar la distancia que separa los dos discos, que nos han servido poco ha para poner de manifiesto el poder conductor del gas ionizado por los rayos Röntgen, observaremos, contra lo que podría preverse de antemano según la ley de Ohm, que la intensidad de la corriente que pasa de un disco á otro aumenta á medida que es mayor la separación de los discos dentro de ciertos límites. En manera alguna puede encontrarse explicación de este hecho, si se supone que la corriente pasa por conducción propiamente tal, cual se tiene en los metales; por otra parte, en la teoría de los iones se ve claramente que así debe suceder, pues al aumentar la masa de gas ionizado interpuesta entre los discos, habrá mayor número de iones que se empleen en el transporte de la carga eléctrica. Objetará tal vez el lector que no hay necesidad alguna de acudir á los iones para dar razón de este hecho que halla suficiente explicación con el transporte de carga por corriente de convección de las *moléculas neutras del gas*; no negamos que tal explicación pudiera valer algo para este hecho aislado; pero es del todo inadmisibles si se atiende á todo el conjunto de experiencias, sobre todo al fenómeno que llamaremos corriente de saturación. La experiencia aducida pone, pues, fuera de toda duda que el paso de la corriente á través de la masa gaseosa no se verifica por *conducción* propiamente tal, como en los metales, sino por alguna especie de *convección*, es decir, que la carga pasa de un conductor á otro gracias á ciertas partículas (iones) esparcidas por la masa gaseosa, y, por consiguiente, á mayor masa intermedia corresponderá mayor número de *vehículos*.

Es de notar aquí que este transporte de carga eléctrica, efectuado por los iones, no tiene lugar como si cada ion recibiera entre sus brazos parte de la carga de uno de los electrodos y la trasladara al otro electrodo, sino que es *transporte metafórico*, en todo semejante al que se verifica en la electrolisis. Veamos brevemente el mecanismo de este fenómeno (según la teoría de Arrhenius, hoy enteramente generalizada), que nos dará luz para mejor comprender el modo especial de trabajar que se atribuye á los iones gaseosos.

ELECTROLISIS: TEORÍA DE ARRHENIUS.—Para explicar todos los fenómenos de la electrolisis se admite generalmente hoy día la teoría de Arrhenius, según la cual en toda disolución electrolítica (capaz de sufrir descomposición química por el paso de corriente eléctrica), *en virtud de la misma disolución*, parte de las moléculas del electrólito se disocian en sus iones *electrolíticos*: dos ó más átomos ó grupos atómicos con cargas eléctricas, cuya suma algebraica es cero; al introducir en el líquido dos conductores á distinto potencial, se establecerá un campo electrostático, cuyas líneas de fuerza marcarán el camino que se verán precisados á seguir los iones, corriendo los positivos hacia el catodo, mientras los negativos se dirigirán hacia el anodo. Al llegar cada ion á su electrodo correspondiente, perderá la carga que llevaba, ó recibirá otra igual, pero de signo contrario, quedándose él *en estado neutro*, ya combinado, ya completamente libre; por esto se dice que el transporte de carga entre los electrodos es *metafórico*, ya que disminuye la carga de uno, ó disminuye su potencial, á no hallarse unido á un manantial eléctrico, á medida que aumenta la del otro, sin que pase **REALMENTE la misma carga** de uno á otro electrodo. Mas no por eso disminuirá el número total de iones libres en el líquido, pues á medida que vayan eliminándose, otros, formados de nuevo por el *poder de disociación* del disolvente, sustituirán á los primeros; este mismo *poder de disociación* se encarga de resarcir las pérdidas ocasionadas por recombinación de iones de signo contrario al chocar unos con otros.

Esta teoría, además de los múltiples experimentos que en Química han dado pujanza á la teoría de los iones químicos, encuentran sólido apoyo en el estudio de la presión osmótica. Sabido es que existe cierta analogía entre la disolución y la evaporación; pues así como ésta se efectúa en virtud de la presión

con que el vapor tiende á ocupar mayor espacio mezclándose con el gas ambiente, así el cuerpo que se disuelve lo hace merced á la presión llamada osmótica, sujeta á la ley de Van't Hoff, análoga á la de Mariotte en los gases (1). Ahora bien; dicha ley, que tiene perfecta aplicación en las disoluciones cuya sustancia disuelta no es capaz de electrolisis, deja de cumplirse *solamente* cuando se trata de los electrólitos, en los cuales siempre el valor de la presión osmótica es muy superior al correspondiente por razón del número de moléculas disueltas (admitida la hipótesis de Avogrado y Ampère), sobre todo si se trata de disoluciones bastante diluidas; pero la susodicha presión; supuesto el mismo volumen, debe ser proporcional al número de moléculas; luego—concluye Arrhenius— parte, al menos, de las moléculas están descompuestas en iones, los cuales hacen el oficio de otras tantas moléculas. Corroboran la verosimilitud de esta conclusión la concordancia entre los valores hallados para el *grado de disociación* (relación entre el número de moléculas disociadas y el número total), ya se determinen por medio de la presión osmótica medida por el método crioscópico ó ebulioscópico, ya estudiando la conductibilidad eléctrica, á pesar de haberse sometido á prueba un número considerable de electrólitos.

APLICACIÓN Á LOS GASES.—La descarga de los conductores electrificados, ó pasos de corriente entre los que se hallan á diferente potencial *en el seno de un gas*, se explica de igual manera que en la electrolisis. El agente ionizador desempeña papel *análogo* al del disolvente, y así, *tiende á suplir* constantemente los iones que parecen por recombinación, difusión ó descarga de los conductores; el campo electrostático, creado alrededor de un cuerpo electrificado ó entre dos á diferente potencial, orientará los iones, comunicándoles movimiento paralelo á las líneas de fuerza, pero en la dirección del campo para los iones positivos, en dirección contraria para los negativos. Cada ion, al llegar al electrodo (cuerpo electrificado) correspondiente, neutralizará una carga igual á la suya en valor absoluto, pero de signo contrario; el efecto, pues, será el mismo que si la carga se difundiera en el medio ambiente, ó fuera trasladada de un conductor á otro.

CORRIENTE DE SATURACIÓN.—La corriente que pasa á través de un gas bajo el influjo de un ionizador *constante*, tampoco sigue la ley de Ohm relativa á la variación de potencial; pues aunque la intensidad crezca al principio al aumentar la diferencia de potencial entre los electrodos, pronto llega á un *valor máximo*, del cual no pasa, si no es cuando la diferencia de potencial llega á ser capaz de producir por sí misma la descarga disruptiva, ó si se aumenta la intensidad del ionizador. La explicación de esta anomalía, que no tendría lugar si los vehículos fuesen las moléculas neutras del gas, no ofrece dificultad alguna, si se tiene en cuenta que el *agente ionizador es limitado*, y, por consiguiente, produce en la unidad de tiempo un número limitado de iones.

Cuando el campo eléctrico es débil, los iones son arrastrados lentamente hacia los electrodos, de suerte que, teniendo tiempo suficiente para recombinarse gran parte de ellos, solamente una pequeña fracción de los mismos llegarán á producir efecto útil para la corriente eléctrica. Si aumenta la intensidad del campo, aumentará en la misma proporción la velocidad de arrastre de los iones; menos iones se recombinarán y serán más los que se empleen en la corriente. Tan pronto como la intensidad del campo alcance un valor tal, que todos los iones (producidos en cada instante por el agente ionizador) sean lanzados contra los electrodos aun antes de ser posible recombinación alguna, á un aumento de la diferencia de potencial no podrá corresponder aumento en la corriente eléctrica; á partir de este momento, el rendimiento de electricidad, debido al transporte de cargas, ha llegado á su límite, porque el número de iones

(1) Para más pleno conocimiento de esta materia pueden consultarse con provecho «Conferencias de Química Moderna», Tortosa, 1907, por el P. E. Vitoria, S. J., y «Jour d'Electricité», III, Paris, 1908, por H. Pellat.

producidos en la unidad de tiempo, que le sirven de vehículo, es asimismo limitado: esta corriente límite se llama *corriente de saturación*.

II

Cargas de los mismos iones.

CONDENSACIÓN POR MEDIO DE LOS IONES.—Una de las principales propiedades de que gozan los iones es la de provocar la condensación del vapor de agua, y de ella se saca partido para hacer visible su presencia en el gas, y hasta para contar su número.

Tomemos un recipiente de vidrio lleno de aire ú otro gas, con algo de agua en el fondo para que quede saturado de vapor; si producimos una expansión rápida, por efecto del enfriamiento consiguiendo el vapor habrá quedado á una tensión superior á la tensión máxima correspondiente á la temperatura actual, y se condensará el sobrante, formando cierta niebla finísima. Dejemos reposar esta niebla, y produzcamos de nuevo otra expansión semejante á la anterior; también se formará niebla, pero de gotitas más gruesas y menos abundantes que la primera vez. Si repetimos la experiencia varias veces, llegaremos á un punto en que, después del enfriamiento debido á la expansión, quedará el vapor con *tensión superior á la máxima, pero sin condensarse*; tendremos el vapor en *sobresaturación*. Á este estado hubiéramos llegado desde un principio, si hubiéramos filtrado el aire interior á través de balas de algodón en rama, ó agitado el agua dentro del recipiente; es que el vapor necesita algún núcleo para condensarse, ya sea polvo en suspensión, ya gotitas formadas de antemano, como ya lo probó Aitken en 1880.

La teoría está de perfecto acuerdo con la experiencia; pues siendo la resultante de la tensión superficial sobre un elemento de superficie esférica inversamente proporcional al radio, síguese, naturalmente, que á medida que disminuya el radio de una gota líquida, la componente radial de la tensión será mayor, y por lo tanto se necesitará mayor presión para que el vapor se condense sobre ella. De aquí que se necesitaría una presión teóricamente casi infinita para que el vapor comenzara por sí mismo á reunirse en gotas, y, por lo tanto, requiérese la presencia de superficies de curvatura *limitada*, como partículas de polvo, ú otros cuerpos constituidos por importante agregado de moléculas.

Teóricamente demostró J. J. Thomson que los iones podrían reemplazar al polvo en la condensación del vapor, pues ya que la tensión eléctrica tiene un efecto directamente opuesto al de la tensión superficial, y la ley de su crecimiento (inversamente proporcional á r^4) es muchísimo más rápida que la de ésta (inversamente á r), puede muy bien obtenerse que una partícula electrificada, de superficie extremadamente convexa, obre como si fuera enteramente plana; con lo cual el vapor, que no pudiera condensarse sobre ella sino después de haber pasado mucho más allá del punto de rocío, comenzará á efectuarlo al momento ó poco después de llegar al estado de saturación.

Veamos cómo la experiencia ha confirmado esta previsión teórica. En efecto: tomemos el mismo recipiente, que nos ha servido antes, cuyo aire interior está ya purificado, de suerte que el vapor puede alcanzar el estado de sobresaturación sin condensarse; ionicemos el aire interior, y la misma expansión que antes no producía condensación ninguna, ahora nos dará densa niebla, tanto más densa cuanto mayor sea la intensidad del agente ionizador. ¿Son los iones quienes actúan ahora como centros de condensación? La misma experiencia anterior, con una ligerísima variante, nos lo va á poner de manifiesto.

Colóquense en el interior del recipiente dos discos metálicos paralelos en comunicación con el exterior para que pueda crearse entre ellos un campo electrostático, y dispóngase el haz de rayos X de modo que ione solamente la región intermedia, entre ambos discos. En la ausencia de todo campo eléctrico, la expansión producida un momento después de haber cesado el

influjo de los rayos X, será seguida de la misma condensación que hemos visto ya antes; empero si creamos entre los discos un campo suficientemente intenso, la condensación, al instante de haber cesado la acción de los rayos, será nula, y aun durante la acción directa de los mismos será mucho menor que lo fué en la ausencia de todo campo eléctrico. Parece, pues, fuera de duda, que los iones, eliminados ahora por el campo eléctrico eran los núcleos que formaban las gotitas de vapor condensado.

DIFERENTE COMPORTAMIENTO DE LOS IONES DE AMBOS SIGNOS.—Pero sigamos adelante en estas mismas experiencias, debidas á C. T. R. Wilson, y veamos la influencia especial de los iones de cada signo; para esto se necesitan aparatos especiales, que permitan regular de antemano el *grado de expansión* rápida, ó relación entre el volumen actual y el primitivo. Si esta relación es inferior á 1,25, no se produce condensación alguna, por más intensa que sea la influencia de los rayos X; la condensación comienza cuando dicha relación pasa de 1,25, pero la niebla ofrecerá siempre aspecto parecido, mientras no llegue á 1,35 próximamente (1); á partir de este punto, la niebla será mucho más abundante, indicio claro de que la condensación se produce ahora alrededor de mayor número de centros.

Vamos á ver en seguida, que al principio solamente los iones negativos tomaban parte en la condensación. En efecto, interpongamos entre los dos discos, que antes nos producían el campo eléctrico, un tabique metálico paralelo, que divida exactamente en dos partes iguales el pequeño haz de rayos X; si mantenemos este tabique á un potencial intermedio entre los de los discos, tendremos dos campos eléctricos (que conviene sean débiles) á uno y otro lado del tabique. Como la ionización se produce en la región contigua al tabique, por el lado del disco de potencial más elevado, los iones positivos serán lanzados contra el tabique (donde perderán su carga) en el mismo momento de su producción, y los negativos marcharán lentamente hacia el disco; lo contrario sucederá en el otro lado, donde serán descargados los iones negativos y los positivos marcharán hacia el disco correspondiente; tendremos, pues, iones positivos en una parte del recipiente, y iones negativos en la otra. En estas condiciones repetamos las anteriores experiencias y veremos que para un grado de expansión comprendido entre 1,25 y 1,91, solamente aparece la niebla del lado donde privan los iones negativos, mientras que los iones positivos esperarán una expansión superior á 1,31; si la expansión llega á 1,35, la niebla presenta semejante aspecto en ambas partes.

PRIMER VALOR DE e , CARGA DE UN ION, HALLADO POR J. J. THOMSON.—Valiéndose de este poder condensador de los iones, ideó J. J. Thomson un medio para calcular la carga eléctrica que lleva cada ion. La parte esencial del aparato era semejante al recipiente que hemos empleado poco ha para las primeras experiencias sobre la condensación; sólo que el campo eléctrico se producía entre la misma lámina de aluminio, que daba paso á los rayos X, y el agua del fondo del recipiente.

Ionizado el aire interior por los rayos X, comenzaba por medir la carga total de los iones producidos en la unidad de tiempo, para lo cual hacía pasar una corriente de saturación, cuya intensidad i será evidentemente

$$i = enSkX$$

donde e representa la carga de cada ion, n el número de iones de ambos signos en la unidad de volumen, S la superficie de los discos, k la movilidad de los iones, y X la intensidad del campo; de estas cantidades no restan más incógnitas que n , k y e ; las demás podrán medirse directamente. La movilidad k , ó sea la velocidad con que se mueven los iones en un campo uniforme de una unidad electrostática, más comúnmente *un volt*, por centímetro y en el aire á la presión y temperatura normal, había ya

(1) Si la expansión no es bastante rápida, aun sobrepujado este límite, la niebla presentará el mismo espesor, aunque las gotitas serán algo más gruesas.

sido determinada aproximadamente por Rutherford, $k = 1,6$ centímetros; así que en la ecuación anterior sólo queda por conocer el *número de iones*, para poder deducir la carga de cada ion. Produzcamos, pues, una expansión rápida, á la cual se seguirá enfriamiento del aire, que obligará al vapor á condensarse sobre los iones; supuesto que cada ion se convierte en un núcleo de condensación, habrá tantos iones cuantas sean las gotas que forman la niebla, cuyo número podrá averiguarse dividiendo la *masa total* del vapor condensado por la masa de cada gota, deducida del diámetro de ésta.

La masa q de vapor condensado se calcula fácilmente, pues la diferencia entre la temperatura t de la masa de aire Q después de efectuada la condensación, y la t' que tendría si tal fenómeno no hubiese tenido lugar, se debe precisamente al calor cedido por el vapor al condensarse; podemos, pues, establecer la ecuación

$$Lq = (t - t')CQ,$$

donde C y L son, respectivamente, el calor específico del aire á volumen constante, y el calor latente de evaporación del agua.

El medio que al Sr. J. J. Thomson pareció más exacto para determinar el diámetro de dichas gotas, consiste en valerse de la velocidad de descenso de la niebla formada por las mismas gotas, para lo cual iluminaba con un arco voltaico la parte superior de la niebla, que permanecía perfectamente deslindada. Es evidente que las gotas caerán más aprisa cuanto mayores sean, pues al aumentar el volumen crece el peso en mayor proporción que la resistencia ofrecida por el roce en el medio ambiente; la fórmula que liga entre sí la velocidad de descenso u y el radio r , se debe á Stokes, y es $u = \frac{2gr^2}{9\mu}$, donde g y μ son,

respectivamente, la gravedad y la viscosidad de la gota en el gas donde cae. Por este medio halló Thomson (1898), después de repetidas series de experiencias, el valor $6,5 \times 10^{-10}$ unidades electrost. C. G. S. para la carga e del ion producido por los rayos X; con una ligera modificación del aparato encontró para los iones producidos por los rayos ultravioletados al caer sobre un disco de zinc el valor $6,8 \times 10^{-10}$ unidades electrostáticas C. G. S. poco diferente del anterior.

NUEVO VALOR DE THOMSON.—Sin duda alguna el lector habrá echado de ver que, en la breve descripción que antecede, no se ha dicho tan sólo una palabra sobre el grado de expansión que se daba al gas sometido á experimentación; y realmente, á pesar de las minuciosas precauciones tan características del célebre Profesor de la Universidad de Cambridge, no se tuvo ésta en cuenta, pues todavía tardaron un año en publicarse los trabajos de C. T. R. Wilson, sobre el grado de expansión requerido por cada clase de iones para obrar como centros de condensación.

De estos trabajos dedujo Thomson que, si la expansión es algo lenta (como en las experiencias suyas), iniciada la condensación sobre los iones negativos, se formarán gotas suficientes para continuar por sí mismas la condensación ulterior, sin el auxilio de todos los iones positivos; de aquí se sigue que, como en este caso el número de gotas sería próximamente la mitad del número de iones, el valor de e (deducido de ne) tiene que ser casi doble del valor verdadero. Hizo, pues, nuevas determinaciones con expansiones sumamente rápidas (sustituyendo los rayos Röntgen por el Radio, que da ionización más constante), y halló por fin:

$$e = 3,4 \times 10^{-10}$$

valor del mismo orden de magnitud que el calculado por otras vías para los *iones electrolíticos*; la movilidad y el coeficiente de difusión darán pie para establecer directa comparación entre las cargas de ambas especies de iones.

VALORES DE H. A. WILSON Y TOWNSEND.—El mismo año en que Thomson publicara sus posteriores experiencias (1903), llegó el Sr. H. A. Wilson (aunque sin tener noticia de las mismas) á un

resultado sumamente concordante con el de aquél y obtenido por un método grandemente ventajoso, pues no tiene necesidad de contar el número de iones, y, por consiguiente, no estriba sobre el fundamento incierto de que haya tantos iones cuantas son las gotitas de agua. Omitiendo los pormenores, así del método como del aparato empleado, diremos tan sólo que después de producida la condensación, creaba Wilson un campo electrostático, cuyo efecto era favorecer ó contrariar la acción de la gravedad sobre la niebla formada por los iones (sólo se operaba con los negativos).

Lo que no podemos pasar por alto es que en estas experiencias se halló confirmada la idea emitida ya por Thomson, á saber: que si la intensidad de los rayos Röntgen empleados para ionizar el gas es demasiado fuerte, varios iones, en vez de uno solo, podrán formar juntamente el núcleo de una misma gota. Como en este caso la acción del campo electrostático sobre la gota será doble, triple..., que si ésta constara de un solo ion; salta á la vista que cuando actúe el campo eléctrico deberán distinguirse diferentes estratos ó capas horizontales de gotas, que caen con distinta velocidad; así sucede en efecto, y para el cálculo puede tomarse la velocidad de uno cualquiera de dichos estratos, con tal que se tenga en cuenta que el valor hallado para la carga será *un múltiplo sencillo de la carga de un ion*; el valor encontrado fué

$$e = 3,1 \times 10^{-10}.$$

semejante al último de Thomson y al hallado por Townsend (1901), 3×10^{-10} , en los gases recién preparados.

VALORES MAS EXACTOS DE e : PLANCK, MILLIKAN Y BEGEMAN, RUTHERFORD Y GEIGER.—Ya en 1901 el Sr. Planck, fundándose en la teoría general de la radiación térmica, dedujo que el valor de e debía ser $4,69 \times 10^{-10}$, valor que, aunque discrepe bastante del determinado prácticamente por Thomson y Wilson, va ganando crédito, á medida que los trabajos experimentales se llevan á cabo con menos causas de error. En efecto; siguiendo con mayores precauciones el método de Wilson, los Sres. Millikan y Begeman (á fines de 1907) obtuvieron la cantidad $4,06 \times 10^{-10}$, como resultado promedio entre diez, cuyos extremos eran $3,66 \times 10^{-10}$ y $4,37 \times 10^{-10}$; pero así estos valores, como todos los de las experiencias anteriores, deben considerarse inferiores al verdadero, según advierten personas autorizadas en la materia. La razón parece hallarse en la evaporación rápida de las gotas de la niebla, que disminuirá el diámetro y masa de las mismas, y, por lo tanto, modificará la velocidad de caída, como ya lo notó el mismo Wilson. Teniendo en cuenta estas y otras consideraciones, calculan Rutherford y Geiger (Junio 1908) que el valor verdadero de e debe estar alrededor de $4,6 \times 10^{-10}$; y como por otra parte tienen determinada con suficiente precisión la carga de las partículas α emitidas por el radio $9,3 \times 10^{-10}$, la cual debe ser *exactamente un múltiplo sencillo de e* (según la teoría electrónica), parece lo más obvio que sea $2e = 9,3 \times 10^{-10}$, de donde se saca $e = 4,65 \times 10^{-10}$; el valor experimental más próximo al calculado por Planck. De todo lo dicho se infiere que hasta el presente no se ha dado todavía el paso decisivo, y no puede á punto fijo conocerse cuál sea la verdadera carga de los iones.

III

Comparación con la masa molecular y la carga del ion-hidrógeno.

MOVILIDAD DE LOS IONES: MASA Ó MOLE DE LOS MISMOS.—Aunque la carga de los iones gaseosos (al menos los negativos) se reconoce idéntica en todos los casos de producción de los mismos, como lo prueba la experiencia en unos casos, y en otros una suposición no destituida de fundamento, no sucede lo mismo con la masa á que va adherida la carga eléctrica. La propiedad de condensar el vapor, que hemos visto poseían los iones, induce á

creer que la misma atracción electrostática se ejercerá sobre las moléculas neutras del gas ambiente, u otras partículas en suspensión, de suerte que el ion conste de varias moléculas agrupadas alrededor del centro electrizado; hipótesis que parece recibir apoyo estudiando la *movilidad* de los iones.

Hemos dicho, al hablar de la corriente de saturación, que al aumentar la intensidad del campo aumenta también la velocidad que éste comunica á los iones, la cual en cada caso vendrá expresada por el producto Hk , donde H representa la intensidad del campo en el punto donde se halla el ion, y k es un coeficiente que depende de la carga y masa de cada ion; este coeficiente, como ya queda dicho, se conoce con el nombre de *movilidad* de los iones, ó sea la velocidad que éstos adquieren en un campo uniforme, cuya caída de potencial sea de una unidad C. G. S., ó más comúnmente de un volt por cm. No cabe duda que, siendo igual la carga de los iones, la velocidad comunicada á cada uno de éstos por un campo eléctrico será tanto menor cuanto mayor sea su masa ó mole, por el aumento de la resistencia que el medio ambiente opone al movimiento del ion; de aquí se sigue que, admitida la igualdad en la carga, la movilidad servirá como piedra de toque para reconocer las dimensiones de los iones en diferentes casos.

EXPERIENCIAS DE RUTHERFORD, ZELENY Y OTROS.—En el estudio de la movilidad de los iones se siguen métodos más ó menos semejantes á aquél, cuya teoría se expone en el texto (núm. 33, página 30). El primero, sin duda, que trabajó en determinar esta movilidad fué Rutherford, quien, después de las experiencias hechas en colaboración de su Profesor J. J. Thomson (1896) en el Laboratorio de Cavendish, siguió sus indagaciones por cuenta propia. El resultado principal de sus primeros trabajos fué la comparación entre la movilidad (ó mejor dicho *suma de movilidades*) de los iones en el hidrógeno, $U = k_+ + k_- = 10,4$ cm/seg., con la velocidad calculada para dos moléculas de hidrógeno con cargas iguales á la del ion electrolítico, $U' = 340$ cm/seg. Esta desproporción muestra que, si la carga del ion gaseoso es igual á la del electrolítico, las *dimensiones de aquél* deben ser *mayores que las de las moléculas* de los gases, como parecen confirmarlo otras experiencias.

Estudios posteriores, llevados á cabo sobre la ionización producida por el *Uranio* y por los *rayos ultravioletados*, le demostraron á Rutherford que la movilidad de los iones era sensiblemente la misma que la obtenida en las experiencias anteriores con los rayos Röntgen; fundamento bastante para creer que *en todos los tres casos* los iones son idénticos, supuestas iguales las demás circunstancias; la movilidad del ion negativo siempre es algo superior á la del positivo, y en el caso de los rayos ultravioletados es independiente de la *naturaleza del metal*, como también del *potencial absoluto* de la superficie herida por los rayos.

Para presiones comprendidas entre 765mm y 34mm, la movilidad es inversamente proporcional á la presión; lo cual, según Rutherford, exige que la partícula cargada *no* tenga dimensiones *muy superiores* á las de una molécula, pues entonces su velocidad dependería *solamente de la viscosidad* del gas.

También Zeleny, en diferentes tiempos (1898 y 1901), y otros experimentadores han estudiado la movilidad, no ya en conjunto, sino separadamente la de los iones de cada signo; y han confirmado en todo ó en parte los resultados anteriores.

MÉTODO DIRECTO DE LANGEVIN.—Pero estos métodos indirectos no están libres de causas de error, más ó menos grandes, que se eliminan en su mayoría siguiendo el método directo de suficiente precisión ideado por el Sr. Langevin. Comiénzase por ionizar *caei instantáneamente* el aire contenido en el campo determinado por dos electrodos planos y paralelos, bastando para ello los rayos Röntgen de la descarga producida en un tubo Crookes por una sola interrupción en el circuito primario de la bobina; si después de algún tiempo se invierte el campo eléctrico, los iones también se verán forzados á tomar dirección inversa de la primitiva, y el resultado final será que la carga adquirida por la lámina A, por ejemplo (que actuaba como electrodo negativo), debida á los iones

positivos que iban hacia ella, habrá sido disminuída por el acceso posterior de los iones negativos remanentes todavía en el aire. En una serie de experiencias, cuyo tiempo de inversión del campo se va retrasando más y más, no hay duda que el número de iones negativos, remanentes después de la inversión, irá menguando gradualmente. Si se construye con puntos la curva que representa la carga final de la lámina A, según estos diferentes tiempos, la curva tendrá una forma muy regular, tan sólo levemente modificada algo por efecto de la recombinación, si la movilidad de los iones de ambos signos *es la misma*, pues ambos se extinguirán á la vez, y la ordenada del punto máximo de la curva marcará el tiempo empleado por los últimos iones en recorrer el espacio que separa las láminas. Pero si *los iones negativos van más aprisa*, como sucede en realidad, su extinción será anterior á la de los positivos: continuará, pues, el efecto de los últimos en la lámina A, siendo nulo el de aquéllos, y la curva experimentará un cambio brusco; la ordenada de tiempo, correspondiente á este codo de la curva, mide precisamente el tiempo empleado por el último ion negativo para pasar de un lado á otro del campo. Por fin se llegará á un instante, en que la lámina A dejará de recibir más carga positiva: este instante marcará la llegada del último ion positivo.

Haciendo otra serie de experiencias en sentido inverso, se construirá una curva simétrica de la primera, que podrá servir de comprobación.

Los resultados obtenidos con los rayos X muestran que la movilidad negativa es siempre superior á la positiva, la de los iones positivos varía en razón inversa de la presión, y la de los *negativos* no experimenta tan rápida variación para bajas presiones.

Quedan, por consiguiente, confirmadas de una manera más convincente las conclusiones deducidas por los anteriores experimentadores.

COEFICIENTE DE DIFUSIÓN.—Cuando el gas ionizado se halla contenido en recipiente de metal, cada vez que los iones vengán en contacto con las paredes, neutralizarán su carga propia con la carga opuesta inducida en el metal, y dejarán de obrar como iones; la superficie del gas, contigua á las paredes del recipiente, quedará de esta suerte despojada de iones, por lo cual los del interior del gas se difundirán, para venir en sustitución de sus compañeros. El fenómeno tiene analogía íntima con el de la absorción del vapor acuoso en un recinto cuyas paredes estén humedecidas con ácido sulfúrico, y en general, con el de la difusión de un gas en el seno de otro; por esta razón se aplican al caso de la difusión de los iones los principios de la teoría cinética de los gases, y se conoce con el nombre de *coeficiente de difusión* la constante D que entra en la ecuación de la velocidad V de difusión, en la dirección x en función de la densidad iónica n ó número de iones por unidad de volumen:

$$V = -D \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx}.$$

Los trabajos encaminados á determinar el coeficiente de difusión de los iones, en que se ha distinguido de un modo especial Townsend, ponen de manifiesto la estrecha proporcionalidad que, conforme con las previsiones teóricas, enlaza el coeficiente de difusión y la movilidad, lo cual nos excusa de enumerar los resultados semejantes á los ya expuestos. Por esta misma razón también el coeficiente de difusión de los iones da alguna idea de la *relación* entre la mole ó masa de éstos y la de las moléculas neutras de los gases; Langevin (1905), haciendo tal comparación, ha obtenido para los *iones negativos* en el aire á la temperatura y presión ordinarias, un *radio doble* que el de las moléculas gaseosas en iguales condiciones, y *triple* para el de los *iones positivos*; más adelante veremos qué explicación real se da á tal resultado.

IGUALDAD ENTRE LA CARGA DE LOS IONES GASEOSOS Y ELECTROLÍTICOS MONOVALENTES.—Townsend se vale de la *movilidad y coefi-*

ciente de difusión para demostrar la igualdad entre la carga de los iones gaseosos y la del ion electrolítico monovalente (ion-hidrógeno), igualdad que hasta ahora habíamos supuesto.

Para este importante resultado se sirve de la ecuación

$$k = \frac{DeN}{300 \cdot p}$$

donde N representa el número de moléculas del gas por cm^3 (igual para todos según la hipótesis de Avogadro-Ampère) á la presión atmosférica $p = 10^6$ unidades C. G. S., y á la temperatura de 15° C. De ella se deduce

$$Ne = 3 \cdot 10^{10} \cdot \frac{k}{D},$$

en la cual, si sustituimos k y D por sus valores, en la ionización producida por los rayos X en diferentes gases, se llega al valor promedio

$$Ne = 1,25 \cdot 10^{10} \quad (\alpha).$$

Por otra parte, de la experiencia que una unidad electromagnética ($3 \cdot 10^{10}$ unidades electrost. C. G. S.) de intensidad eléctrica produce en la electrolisis $1,23 \text{ cm}^3$ de hidrógeno á la temperatura y presión normales; por ser las moléculas de hidrógeno diatómicas, el número de átomos correspondiente á este volumen será $2,46N$, y llamando E la carga eléctrica de cada átomo (ion electrolítico) en unidades C. G. S., se tendrá:

$$2,46 NE = 3 \cdot 10^{10},$$

ó bien

$$NE = 1,22 \cdot 10^{10}. \quad (\beta).$$

Dada la aproximación que permite la experiencia, se puede considerar este valor como idéntico al obtenido en la ecuación (α), y como N es el mismo en ambos, síguese

$$E = e.$$

Ampliando el mismo método á los iones producidos por los rayos ultravioletados y por las descargas de las puntas, calcula Townsend valores pertenecientes todos al mismo orden de magnitud, si bien con una insignificante discrepancia, que él atribuye á las distintas circunstancias en que están determinados los datos k y D .

De donde se deduce que en estos casos, y por analogía en todos los demás, los iones gaseosos tienen IGUAL CARGA que los iones electrolíticos monovalentes.

¿TIENEN IGUAL CARGA LOS IONES DE AMBOS SIGNOS?—Prosiguiendo Townsend (1908) con más cuidado sus experiencias sobre la carga de los iones, ha podido averiguar que la mayor parte de los iones positivos tienen carga $2e$, ó sea doble de la de los negativos, sobre todo poco tiempo después de la acción de poderoso ionizador, lo cual, según él, encuentra fácil explicación, como diremos al tratar del mecanismo de la ionización.

IV

Electrones y corpúsculos.

ELECTRÓN Ó ÁTOMO ELÉCTRICO.—La conclusión que se acaba de sacar, á saber la igualdad entre la carga eléctrica de un ion negativo gaseoso y la del ion electrolítico monovalente, hace vislumbrar la posibilidad de una constitución atómica del fluido eléctrico, que no permite fraccionarse más allá de cierto límite de valor fijo y determinado; idea semejante despertó en la mente de Helmholtz, en 1881, la consideración atenta de las leyes de Faraday sobre la electrolisis. Sabido es que estas leyes establecen perfecta proporcionalidad entre la cantidad eléctrica que pasa por el electrólito y la masa descompuesta; asimismo, cuando son varios los electrólitos de distinta naturaleza atravesados por una misma corriente, las masas de los productos descompues-

tos guardarán entre sí la misma proporción que los cocientes de los pesos atómicos (ó moleculares) por sus dinamicidades respectivas; es decir, que un átomo bivalente, trivalente... necesitará, para desprenderse, doble, triple... corriente que un átomo monovalente. ¿Qué nos dice lo primero, sino que á igual cantidad de masa de un mismo cuerpo está ligada naturalmente una misma cantidad de electricidad, y, por consiguiente, los iones electrolíticos de igual naturaleza química llevan todos igual carga? ¿Y qué se desprende de lo segundo, sino que las cargas de los iones de diferentes cuerpos crecen en la misma proporción que las valencias de los mismos? La carga, pues, del ion monovalente se considera como el *minimum natural* de carga eléctrica (electrolíticamente al menos), ya que hasta el presente, al menos, sólo se ha podido obtener múltiplos de ella, mas no fracciones; y pues se tropieza también con este mismo mínimo natural en los iones gaseosos, cabe reputarlo como el átomo eléctrico ó electrón (ion eléctrico), como lo llamó Steney.

Será, por lo tanto, *electrón*, el límite ó cantidad mínima de carga eléctrica á que se puede llegar por los métodos actuales. Estos electrones son de dos especies en cierto modo antagonistas: positivos y negativos. Mas aunque en estos últimos años los más eminentes paladines de las ciencias físico-químicas han agotado las energías todas de su ingenio para determinar si era posible la existencia de dichos electrones separados de los átomos materiales, á que van unidos ordinariamente, tan sólo se glorían de haber logrado su intento sobre los *electrones negativos* (1); los positivos siempre, hasta la fecha, han rehusado desatar los lazos que los unen á la sustancia química, pues su masa se ha encontrado siempre del orden atómico.

Sin embargo, no se puede dar fallo decisivo sobre el particular, pues en Junio de 1908, el Sr. J. Becquerel dió cuenta á la Academia de Ciencias de París sobre ciertas experiencias que le parecía reclamaban para su explicación la existencia de electrones positivos libres; aunque no faltan quienes han criticado tal interpretación, ni fué la mente del Sr. Becquerel «demostrar de modo absoluto y definitivo» la producción de tales electrones—como él mismo ha declarado—, sino dar una explicación hipotética.

La sola indicación somera de los fundamentos sobre que estriba la teoría electrónica, nos servirá de puente para pasar al conocimiento más íntimo sobre la constitución que parecen tener los iones gaseosos.

CORPÚSCULOS CATÓDICOS.—Para explicar la naturaleza de los rayos catódicos, cuyas propiedades son sin duda conocidas del lector, emitió Crookes su teoría sobre el cuarto estado de la materia que llamó *materia radiante*, cuya posibilidad había ya sido indicada por Faraday en 1816. Según Crookes, partían del cátodo partículas sumamente pequeñas (supuso era los átomos del gas enrarecido) electrizadas negativamente, las cuales con su trayectoria constituían los rayos catódicos.

Opuesta á esta teoría, llamada corpuscular ó materialista, surgió la ondulatoria ó antimaterialista, propuesta por Goldstein, y seguida por Widemann, Lenard, Hertz y otros; la cual pretendió ver la explicación de los mencionados rayos en un sistema especial de ondas etéreas, transversales según unos, y según otros, como Jaumann, longitudinales. Aunque, confiada en la autoridad de tan célebres propagadores, se paseara victoriosa por algún tiempo esta teoría, bien pronto, sin embargo, debió tocar á retirada ante la fuerza irresistible de los resultados de experiencias posteriores. Así, mientras J. J. Thomson y Maier reconocían en dichos rayos velocidad menor que la de la luz, Perrin tenía probado el evidente transporte de electricidad negativa efectuado por los mismos; resultado que hoy ya no cabe poner en tela de juicio, después que ha sido confirmado por numerosas experiencias.

(Continuará.)

(1) Es decir, se les ha hallado en forma de corpúsculos, ó sea con masa inferior á la del menor átomo químico, y constantemente la misma, cualesquiera que sean las sustancias que intervienen en su producción.