



كلية العلوم

القسم : الكيمياء

السنة : الثانية

المادة : كيمياء فيزيائية ٢

المحاضرة : الاولى / نظري / تنزيل دكتور

{{ مكتبة A to Z }}

مكتبة A to Z : Facebook Group

كلية العلوم ، كلية الصيدلة ، الهندسة التقنية

20

يمكنكم طلب المحاضرات برسالة نصية (SMS) أو عبر (What's app-Telegram) على الرقم 0931497960

الحالة السائلة

٣ - ١ - مقدمة :

١ تشكل السوائل من حيث خواصها موضعاً متوسطاً بين الغازات والأجسام الصلبة . فالسوائل من جهة لا تملك شكلاً محدداً ، وهذا ما يجعلها تشبه الغازات ، وهي من جهة أخرى تتمتع بالمقارنة مع الغازات بكثافة عالية تساوي في بعض الأحيان وتكون أقل قليلاً من كثافة الجسم الصلب الذي له التركيب الكيميائي نفسه .

٢ تكون السوائل دائماً ، وخلافاً للمواد الصلبة البلورية ، متساوية التركيب أي أن خواصها تكون واحدة في كافة الاتجاهات .

٣ تتصف السوائل بقابليتها الضعيفة للانضغاط ، أي أنها تتمتع بمرونة حجمية عالية وهذه الخاصية تقربها من الأجسام الصلبة . ويعود السبب في الخواص المزدوجة الملاحظة لدى السوائل إلى خصائص بنيتها وطبيعة الحركة الحرارية فيها . فالسوائل تملك بنية داخلية أكثر تعقيداً من بنية الغازات . ولقد دلت نتائج الأبحاث التي استخدمت فيها أشعة رونتجن لدراسة بنية السوائل أن الجسيمات التي تجاور جسيمة مستقلة ما في السائل تتوضع بالقرب منها بصورة منتظمة ، كما في حالة البلورة . ولكن ينتج من جراء الحركة الحرارية عند الابتعاد عن الجسيمة المعينة لمسافة تبلغ عدداً من المسافات الفاصلة بين الذرات أن النظام السابق يتخرب . ينتج من ذلك أن بنية السوائل تمتلك بالمقارنة مع الغازات ، انتظاماً محدوداً وذلك عندما يخضع توضع الجسيمات في السائل لما يسمى بالنظام القريب ، ويكون انتظام بنية السائل هذا أقل مما هو عليه في حالة البلورة الصلبة .

تختلف الحركة الحرارية للجسيمات في السائل بعض الشيء عما

4 هي عليه في الأجسام الصلبة وذلك لأن السائل يملك بنية أكثر رخاوة وهشاشة . ووفقا للعالم فريנקل يوجد في حجم السائل عدد كبير من الأماكن الفارغة (ثقوب) تستطيع الجزيئات بفضلها أن تنتقل بسهولة تاركة موضعها لتشغل أحد الأماكن الفارغة المجاورة ، تقوم الجزيئة في مكانها الجديد خلال فاصل من الزمن بحركة اهتزازية حول موضع توازنها ثم تنتقل من جديد الى مكان فارغ آخر وهكذا .

5 ينتج اذن ، أن حركة الجزيئات الحرارية في السائل تتم على شكل انتقالات نادرة نسبيا من أحد أماكن التوازن المؤقتة الى أماكن جديدة . وهذا يفسر لنا قابلية الجريان الكبيرة عند السوائل وبأخذها الشكل الهندسي للوعاء الذي توجد فيه .

ان الطاقة الحركية الوسطية لجزيئة السائل تكفي تماما لأن تقوم هذه الجزيئة بقفزات من أحد مواضع التوازن الى موضع آخر ، ولكن من الواضح أن هذه الطاقة ليست كافية لكي تغلب الجزيئة تماما على قوى التأثير المتبادل من قبل الجزيئات المحيطة . فالجزيئات التي تنفصل عن السائل عددها قليل وهي التي تتمتع بسرعة حركة كبيرة (عملية التبخر) .

6 ينتج من ذلك أن الجزيئات في السائل ، و خلافا للغازات ، تتوضع قريبة جدا بعضها الى جانب البعض الآخر . وفي معظم الحالات تبلغ المسافة الوسطية بين الجزيئات المستقلة في السائل حوالي 3 \AA ، في الوقت الذي يساوي فيه نصف قطر التأثير المتبادل بين الجزيئات حوالي 10 \AA . وينتج بناء على ذلك أن الحركة الحرارية لجزيئات السائل لاتخرج خارج نطاق تأثير قوى التماسك ، لذلك فان السوائل تملك جمعا ثابتا .

يجب أن نشير الى أن مسألة البنية الداخلية للسوائل حتى الآن ما تزال تضم العديد من الأمور غير الواضحة . وحتى يومنا هذا ما يزال في غير وسعنا التنبؤ و اجراء الحسابات للخواص المختلفة للسوائل ، كما نستطيع أن نفعل ذلك في حالات عديدة من أحـ

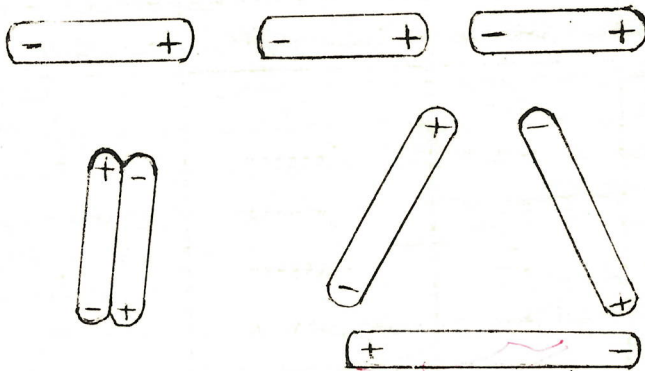
الغازات والمواد البلورية . ويفسر هذا الأمر على أساس أن البنية الداخلية للسوائل أعقد كثيرا ليس من البنية الداخلية للغازات فحسب إنما من البلورات أيضا .

اعتمدت المحاولات الأولى لايجاد نظرية الحالة السائلة على فرض تشابه بينها وبين الحالة الغازية . ولقد أدت دراسة عمليات اسالة الغازات ، وكذلك اكتشاف درجة الحرارة الحرجة الى اظهار امكانية الانتقال المستمر من احدى هاتين الحالتين الى الحالة الأخرى . ومن هنا تم التوصل الى نتيجة تقضي بالسماح بأن تعمم على السوائل القوانين الأساسية الخاصة بالحالة الغازية ولاسيما معادلة حالة الغازات الحقيقية . الا أن النتائج الحاصلة لم تكن ايجابية نظرا لأن هذه القوانين لم تعكس الصعوبات الواردة أثناء التأثير المتبادل بين الجزيئات في السوائل .

تلعب حجوم الجزيئات وأشكالها وقطبيتها دورا كبيرا فني، خواص السوائل فاذا كانت جزيئات السائل قطبية ، فسيحدث ترابط بين جزيئيتين أو أكثر وتشكل تجمعات معقدة الشكل (٣ - ١) . وتلعب الرابطة الهيدروجينية دورا كبيرا في ظاهرة ترابط الجزيئات في بعض السوائل مثل الماء والنشادر السائل . تتعلق خواص السائل الى حد كبير بدرجة ترابط جزيئاتها . فكما تدل التجربة أن السوائل التي تحدث فيها ظاهرة الترابط تتمتع بدرجة غليان عالية وتطايرية قليلة . يوءدي ارتفاع درجة الحرارة الى تفكك التجمعات الجزيئية ، وتكون درجة التفكك كبيرة كلما كانت قوى التأثير المتبادل بين جزيئات التجمع ضعيفة .

تعرف كثافة السائل بأنها كتلة وحدة حجمه عند درجة الحرارة المعنية . ونحن نعلم بأن المسافات المتوسطة بين جزيئات السائل أقل بكثير منها في الغازات . ولهذا فان كثافة السائل أكبر من كثافة الغاز لذا فان الحجم الجزيئي الفراغي أقل وقد يختلف اختلافا شديدا بالنسبة الى سوائل مختلفة . وتختلف السوائل عن البلورات من حيث الكثافة اختلافا قليلا

نسبيا . هذا ويبين الجدول رقم (٣ - ١) كشافات بعض السوائل .



الشكل (١-٣) ويمثل ترابط الجزيئات القطبية في السائل .

الجدول (١-٣) يبين كشافة بعض السوائل عند درجات حراره مختلفة / غ / ملل

الكشافة			المادة
$t = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$	$t = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$	$t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$	
٠.٧١٥	٠.٧٨٩	٠.٨٠٦	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$
٠.٧٩٢	٠.٨٧٩	٠.٩٠٠	C_6H_6
٠.٩٥٨	٠.٩٩٨	٠.٩٩٩	H_2O
١.٤٣٤	١.٥٩٣	١.٦٣٢	C Cl_4
٢.٠١٨	٢.٢٢٦	٢.٢٧٨	Sn Cl_4
١٣.٣٥١	١٣.٥٤٦	١٣.٥٩٥	H g

الجدول (٢-٣) ويبين كثافة الماء عند درجات الحرارة المنخفضة غ/ملل

درجة الحرارة	الكثافة	درجة الحرارة	الكثافة
٤	١.٠٠٠	١ -	٠.٩٩٩٧٧
٣	٠.٩٩٩٩٩٢	٢ -	٠.٩٩٩٧٠
٢	٠.٩٩٩٩٦٨	٣ -	٠.٩٩٩٥٨
١	٠.٩٩٩٩٢٧	٤ -	٠.٩٩٩٤٥
٠	٠.٩٩٩٨٦٨	١٠ -	٠.٩٩٨١٥

٨
تنخفض كثافة السوائل ، كقاعدة عامة ، بارتفاع درجة الحرارة . ولقد وجد هند ليف أن العلاقة بين كثافة السائل ودرجة الحرارة يعبر عنها عادة بمعادلة خطية من الشكل التالي :

$$d_t = d_0 (1 - K t) \quad (3-1)$$

حيث d_t الكثافة عند الدرجة t مئوية ، d_0 الكثافة عند الدرجة صفر مئوية K_1 معامل التمدد الحراري للسائل . ولا تنطبق هذه العلاقة على الماء عند درجات حرارة أقل من الدرجة (4°م) وذلك لأن كثافته في هذه الظروف تتناقص أثناء انخفاض درجة الحرارة وليس عند ارتفاعها ، انظر الجدول (٢-٣) .

٣-٢ - الماء :

يعتبر الماء بلا شك أهم مركب كيميائي بالنسبة الى الانسان . ولقد كرس أبحاث كثيرة وأساسية لدراسة مختلف خواصه ومزايا بنيائه الداخلي . ويتفوق الماء على مواد أخرى من حيث التعمق في دراسة بعض خواصه . ويكفي أن نذكر على الأقل بأن الماء بالذات

هو المادة الأولى التي تم بالقياس إليها تعريف الغرام والحريسة .
 رتبيى سلم درجات الحرارة وغيرها . ولكن بالرغم من كل هذا
 نل العديد من المزايا لبناء الماء وخواصه الأساسية لايزال غير
 واضح حتى الآن . ونلاحظ أنه يتم من وقت لآخر اكتشاف خواص جديدة
 للماء لم تكن معروفة سابقا ، ولا يمكن تفسيرها بالاعتماد على
 المفاهيم السابقة للبناء الداخلي للماء . وفي نهاية القرن الماضي
 تم اكتشاف ظاهرة التجمع التي يتصف بها الماء وهو في الحالة السائلة
 وتكونت تدريجيا أفكار حول وجود جسيمات ثنائية (H_2O) وثلاثية
 $(H_2O)_3$ وجسيمات أكثر تعقيدا في الماء السائل وذلك بالإضافة
 الى الجزيئات العادية . وفي العشرينات من هذا القرن تم بالاعتماد
 على نظرية البنية القطبية للجزيئات وضع أبسط الأفكار حول تجمع
 الجزيئات في الماء السائل وذلك نتيجة للتأثير المتبادل بين
 شوائب الأقطاب . ولكن هذه الأفكار لم تكن كافية لوضع نظرية
 تتفق مع المعطيات التجريبية . وفي الثلاثينات أثبت كل من برنال
 وفاولر بالاستناد الى معطيات التحليل بأشعة اكس أن الجزيئات في
 الماء السائل متوضعة بانتظام معين . ففي درجات الحرارة العادية
 والمرتفعة يكون هذا التوضع قريبا من بنية الكوارتز ، بينما
 يتمتع الماء في درجات الحرارة الأكثر انخفاضا أي الأقل من (٤ °)
 ببنية أقل تراصا وشبيهة ببنية الحديد العادي .

وعلى الرغم من أن بعض مبادئ نظرية برنال وفاولر قد أعيد
 النظر فيها أثناء التطور اللاحق لطرق البحث التجريبية الا أن النتائج
 الأساسية المتعلقة بالتوافق المعلوم بين البنى ، التي تنشأ عن
 الجزيئات المرتبطة ببعضها البعض في الماء السائل وفي الجليد ، قد
 تأكدت في الدراسات التي أجريت فيما بعد . وبعد ذلك وضع عدد من
 الباحثات نظريات مختلفة عن الحالة السائلة للماء وذلك على ضوء
 النتائج التي تم التوصل إليها بواسطة الطرق التحريبية الجديدة ، الا
 أنها لا تتفق تماما مع حملة المعطيات التحريبية عن خواص الماء .
 ويمكن القول انه يوجد في الماء السائل تشكيلات من جزيئات مرتبطة

على شكل رباعي سطوح وجزئيات حرة جزئيا أو كلياً في توازن ديناميكي .

وفي وقتنا الحاضر تستمر دراسة البناء الداخلي للماء وخواصه بخطى حثيثة حيث تستخدم لهذا الغرض طرق تجريبية جديدة ويتيح ذلك إمكانية توسيع معلوماتنا بصورة تدريجية والتعمق في فهم البناء الداخلي للماء . وفي نفس الوقت ، تتوضح لدينا علاقات وظواهر جديدة لا يمكن تفسيرها دائماً على ضوء المعلومات التي تم التوصل إليها بل يحتاج فهمها إلى دراسة متواصلة وأكثر عمقاً على سبيل المثال اكتشاف منذ وقت قريب أن بعض خواص الماء تتغير تحت تأثير المجال المغناطيسي وغيره .

ويمكن الاعتقاد بأن جزئيات الماء تسعى من جراء القطبية الشديدة إلى التوجه حسب اتجاه المجال المغناطيسي . وهذا يؤثر نوعاً ما على البنية التي يتصف بها الماء خارج المجال المغناطيسي ، كما يفكك الروابط التي كانت موجودة بين الجزئيات . أما استخدام مجال متغير ذي تردد مناظر فيجب أن يؤدى في هذه الحالة إلى خفض الدرجة المتوسطة لروابط جزئيات الماء حيث يرفع بذلك من فعاليته الكيميائية وقدرته على الخروج من المادة أثناء التجميد مثلاً .

من المحتمل جداً أن تكون الآثار المذكورة مرتبطة إلى حد كبير بوجود الأملاح المنحلة ، ولهذا فإنها ترتبط بتأثيرات متبادلة . أكثر تعقيداً . ولهذا فلا داعي هنا لدراستها بالتفصيل ، ومع ذلك يمكن أن نتعرض لنتيجة هامة جداً من نتائج هذه الظواهر . أن الآثار المذكورة لا تزول فجأة بعد إنقطاع تأثير المجال المغناطيسي فالماء يبقى فترة من الزمن كبيرة محتفظاً بالخواص المتغيرة ولا ينتقل إلى حالته الطبيعية إلا تدريجياً . ويدل ذلك على أن هذه العمليات ذات طبيعة استرخائية ويعود ذلك على ما يبدو ، إلى أن إعادة تنظيم الوضع النسبي للجزئيات يتطلب تفككاً جزئياً للروابط الهيدروجينية بين الجزئيات الأمر الذي يكبح العملية ، ويبقى هذا الأثر ساري المفعول بهذه الدرجة أو تلك خلال عدة دقائق أو ساعات وتتأثر

كثيرا بعض العمليات البيولوجية من جراء التباين في البناء الداخلي للماء .

وربما كان الطابع الاسترخائي لتغير بعض خواص الماء هو أحد الأسباب المؤدية الى اختلاف المعطيات عند البحاثة . وبالطبع فان الاستنتاجات الواردة هنا حول الطابع الاسترخائي لبعض عمليات تغير البناء الداخلي للماء يجب ألا تنسب الى الماء وحده بل يمكن أن تنطبق بهذه الدرجة أو تلك على سوائل أخرى أيضا .

٣ - ٣ - ظاهرة التبلل :

تلاحظ ظاهر التبلل على الحدود الفاصلة بين ثلاثة أطوار يكون أحدها ، عادة جسما صلبا . ويمكن تصور هذه الظاهرة كنتيجة للتنافس بين قوى التجاذب فيما بين جزيئات السائل نفسها وبين جسيمات الجسم الصلب . وهذه الظاهرة توضح تماما وجود الطاقة السطحية على حدود السائل والجسم الصلب .

يمكننا عند وضع قطرة من السائل على سطح صلب ، أن نميز ثلاث حالات لسلوك هذه القطرة فوق السطح الصلب .

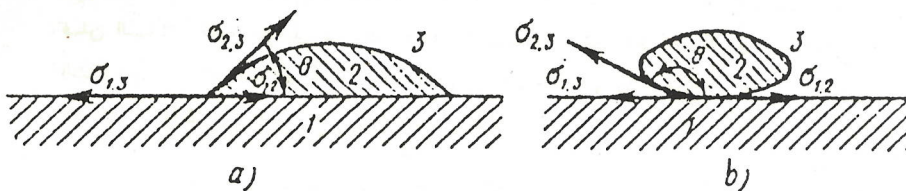
١ - تنساب القطرة فوق السطح انسيابا غير محدود وهي حالة التبلل المثالي .

٢ - تنساب القطرة جزئيا على السطح وتشكل معه زاوية معينة تسمى زاوية التبلل أو التماس ، الشكل (a - ٢ - ٣) .

٣ - تحافظ القطرة على شكلها الكروي ، وهي حالة اللا تبلل الشكل (b - ٢ - ٣) .

تؤثر على الحدود الفاصلة بين كل طورين من الأطوار الثلاثة هذه قوى التوتر السطحي والتي سوف يرد شرح مفصل عنها في الفصل الثامن 12 بين الطورين الصلب والسائل 13 بين الطورين الصلب والغازي 23 بين الطورين السائل والغازي . تؤثر جميع هذه القوى الثلاث في نقطة واحدة من محيط القطرة لذلك فان السائل سوف يتحرك على سطح الطور الصلب الى أن تتوطد حالة التوازن ، التي تتميز

بقيمة صغرى لمجموع الطاقة السطحية وعندها يكف السائل عن الانسياب فوق السطح الصلب .



الشكل (٣-٢) يبين مخطط المقطع العرضاني في القطرة السائل (٢) على سطح الجسم الصلب (١) في جو من الغاز (٣) أو أي سائل آخر لا يمتزج مع السائل (٢) .

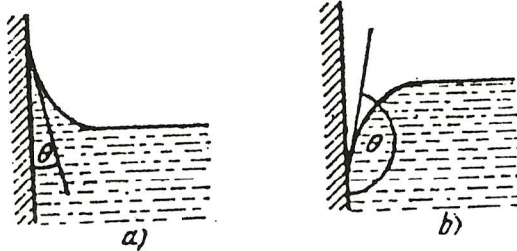
وتتحقق في حالة التوازن العلاقة الآتية :

$$\sigma_{13} - \sigma_{12} = \sigma_{23} \cos \theta \quad (3 - 2)$$

$$B = \cos \theta = \frac{\sigma_{13} - \sigma_{12}}{\sigma_{23}} \quad (3 - 2')$$

ويتضح من هذه العلاقة أن المقدار $B = \cos \theta$ يمكن أن يستخدم بمثابة مقياس لتقدير التبلل بصورة كمية . فالأجسام الصلبة تبللها السوائل التي يكون من أجلها $0 < \cos \theta < 1$ أي عندما $0^\circ < \theta < 90^\circ$ ويكون عندئذ $\sigma_{12} < \sigma_{13}$ وفي الحالة المعاكسة - حالة عدم التبلل - يتحقق الشرط $\cos \theta < -1$ ، أي تشكل زاوية تبلل $90^\circ > \theta$ ويكون بالتالي $\sigma_{13} < \sigma_{12}$

وفي تلك الحالات ، عندما يكون تأثير قوى الجاذبية مهملا، فإن زاوية التبلل على حدود التماس بين السائل والجسم الصلب تظل محافظة على قيمتها مهما يكن وضع هذه الحدود في الفراغ . وهذا يعني أنه عندما تكون كتلة القطرة صغيرة ، فإن الزاوية θ تحافظ على قيمتها في حالة السوضع العمودي للجسم الصلب . فإذا سكبنا سائلا في وعاء ، فإن السائل الذي يبيل مادة الوعاء يجب أن يرتفع قليلا بجوار حافته الشكل (٣ - ٣ a) أما السائل الذي لا يبيل الوعاء فإنه يهبط قليلا الشكل (٣ - ٣ b) .



الشكل (٣ - ٣) ويمثل أشكال سطوح السائل
بجوار حدران الوعاء (a) سائل ميليل
(b) سائل غير ميليل .

يتبلل الجسم الصلب بالسائل بصورة أفضل كلما كانت قوى التجاذب بين الجزيئات المكونة لهذا السائل ضعيفة ، وكلما كانت قوى التجاذب بين جزيئات السائل وجزيئات الجسم الصلب كبيرة . لذا فإن السوائل التي تمتلك توترات سطحية غير كبيرة يجب أن تبلل

السطوح الصلبة جيدا . وهذا ما يلاحظ فعلا بالواقع . فالحكسان والبنزول والزيوت المختلفة ($\sigma = 20 - 30 \text{ erg/cm}^2$) تبلل كافة السطوح الصلبة وتبلل الماء ($\sigma = 73 \text{ erg/cm}^2$) سطوح الزجاج والكوارتز والفلزات المختلفة بينما الزئبق ($\sigma = 470 \text{ erg/cm}^2$) لا تبلل سوى بعض المعادن فقط .

٣ - ٤ - الضغط الشعري :

ان الطاقة السطحية الحرة الموجودة على الطبقة السطحية للسائل لاتتعلق بطبيعة السائل فقط ، انما تتعلق أيضا بشكل السطح الكامل بين الأطوار . ينتج عن وجود هذه الطاقة نشوء فرق في الضغط بين طرفي سطح السائل عندما يكون هذا السطح منحنيًا .
فيناسب فرق الضغط هذا في نقطة معينة من السطح مع القيمة الوسطية للانحناء :

$$C = -\frac{1}{R} = \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3 - 3)$$

حيث R نصف قطر الانحناء الوسطي R_1, R_2 نصف قطري الانحناء لمقطعين رئيسيين عموديين على السطح . يمكننا بسهولة استخراج علاقة فرق الضغط ($P_1 - P_2$) بين طرفي سطح السائل ، اذا درسنا العملية المتوازنة لتشكل الفقاعة الغازية على طرف أنبوب زجاجي رفيع (أنبوب شعري) يغمر بالسائل المدروس . ففي هذه الحالة يزداد حجم فقاعة الطور 2 (البخار) بمقدار dV وذلك تحت تأثير فرق الضغط المشار اليه $P_2 = P_1 - P_g$ علما بأن هذه الزيادة تحدث في شروط متساوية الدرجة وعكوسة .

ويكون العمل الناتج عن هذه العملية مساويا :

$$dW_{\max} = P_g \cdot dV \quad (3 - 4)$$

تؤدي الزيادة في حجم الفقاعة الى ازدياد موافق في سطح الفصل S_{12} يساوي الى dS ، ويكون وفقا لمبدأ مصونية الطاقة :

$$P_g \cdot dV = \sigma_{12} \cdot dS$$

حيث σ_{12} تمثل التوتر السطحي للسائل على الحد الفاصل بينه وبين

البخار .
ومنه :

$$P_g = 612 \cdot \frac{ds}{dv} \quad (3-5)$$

ان ازدياد حجم الفقاعة بمقدار dv وازدياد سطحها بمقدار ds يوافق تغير في نصف القطر من R الى $R+dR$ ، فيكون عندئذ بفرض أن الفقاعة الصغيرة كروية الشكل :

$$S = 4\pi R^2 , \quad ds = 8\pi R dR \quad (3-6)$$

$$V = 4/3 \pi R^3 , \quad dv = 4\pi R^2 dR \quad (3-7)$$

وبالتالي فان

$$\frac{ds}{dv} = \frac{8\pi R dR}{4\pi R^2 dR} = \frac{2}{R} = 2C \quad (3-8)$$

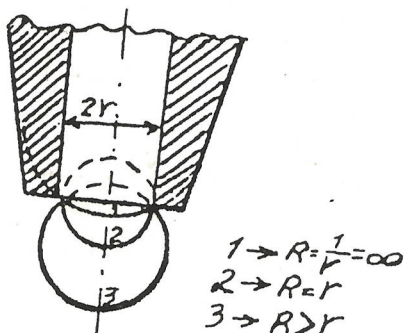
من (3 - 5) و (3 - 8) نجد :

$$P_g = \frac{2 \cdot 612}{R} = 2 \cdot 612 \cdot C \quad \text{دينه / سم}^2 \quad (3-9)$$

تسمى هذه العلاقة باسم قانون لابلاس الأول ، وتدل على أن فرق الضغط بين طرفي السطح الفاصل بين الطورين وهو ما يسمى بالضغط الشعري P_g ، يتناسب مع التوتر السطحي ومع انحناء السطح .
كما يظهر من العلاقة (3-9) على أن الضغط الشعري للسطوح المستوية يساوي الصفر ويكون موجبا في حالة السطوح المحدبة وسالبا في حالة السطوح المقعرة .

من الواضح أن الضغط الاضافي اللازم لتشكيل الفقاعة يتعيَّن بالقيمة الأعظمية للضغط الشعري الذي ينشأ خلال عملية تشكل هذه الفقاعة ومن الواضح أن : $P_g = \frac{2 \cdot 612}{R}$ يبلغ قيمته العظمى عندما يصبح $R = r$ ، حيث r نصف قطر فتحة الأنوب ، عندما تشكل الفقاعة نصف كرة قطرها r ويكون بالتالي من أجل المراحل المبكرة

والمتأخرة في عملية تشكيل الفقاعة $R > r$ (max) $P_g < P_g$ انظر الشكل (٣ - ٤) .



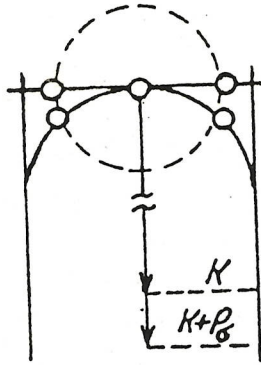
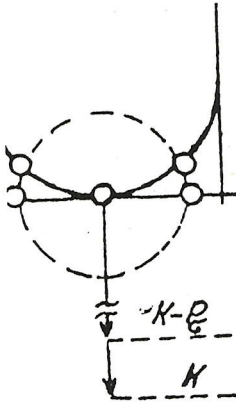
الشكل (٣ - ٤) ويبين مخطط تشكيل الفقاعة على نهاية الأنبوب الشعري

وينتج عن وجود الضغط الشعري أن الضغط الجزيئي الذي يعد كمعيار لعدم توازن القوى الجزيئية في الطبقة السطحية . على الحد الفاصل سائل بخار والذي يتجه نحو داخل السائل ، يتعلق بانحناء السطح . فهذا الضغط يكون أكبر على السطوح الفاصلة المحدبة مما هو عليه ففي السطوح المستوية بمقدار الضغط الشعري P_g ، بينما يكون على السطوح المقعرة أقل بمقدار P_g أيضا . انظر الشكل (٣ - ٥) .

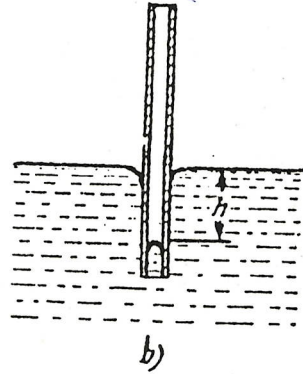
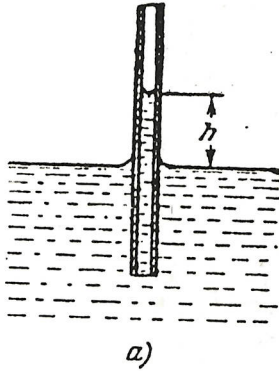
٣ - ٥ - الظواهر الشعيرية :

إذا غمرنا أنبوبا زجاجيا ذا قطر داخلي صغير في وعاء يحتوي على الماء نجد أن الماء سيرتفع داخل الأنبوب ويستقر على ارتفاع معين h فوق مستوى الماء في الوعاء الكبير مشكلا سطحاً منحنيا يتجه تقعره نحو الأعلى الشكل (٣ - ٦) .

وإذا أعدنا التجربة السابقة مع الزئبق ، فسوف نلاحظ هذه الظاهرة



الشكل (٣-٥)
ويمثل علاقة الضغط
الجزئي بشكل
سطح السائل .



الشكل (٣-٦)

ويمثل :

- a - ارتفاع السائل المبلل في الأنبوب
الزجاجي الضيق .
- b - انخفاض السائل غير المبلل في
الأنبوب الزجاجي الضيق .

بشكل معكوس ، حيث ينخفض مستوى الزئبق داخل الأنبوب عن مستواه في الوعاء الخارجي ويستقر أيضا على ارتفاع h الشكل (٦ - ٣) ويكون اتجاه تقعره للأسفل .

كيف يمكن أن نفسر هذه الظواهر ؟

لقد وجدنا قبل قليل أن سطح السائل بالقرب من جدار الوعاء ينحني نحو الأعلى أو نحو الأسفل تبعاً لكون هذا السائل يبلل أو لا يبلل الجدار .

وفي الأنابيب الضيقة تشكل حواف السائل المنحنية كل السطح ولا يوجد

فيها قسم مستو لذلك فإن السطح يأخذ شكل نصف كرة تسمى هلالاً .

ويرتبط وجود السطح المنحني للسائل بوجود فرق الضغط بين طرفيه .

ويكون ضغط السائل تحت السطح المقعر أصغر منه تحت السطح المستوي ،

وهذا يوءدي في حالة الهلال المقعر لأن يرتفع السائل في الأنبوب إلى

الحد الذي يصبح فيه الضغط مكافئاً للضغط الشعري (فرق الضغط) .

بينما يكون الضغط تحت الهلال المحدب أكبر منه تحت السطح المستوي ،

وهذا يوءدي إلى انخفاض السائل في الأنابيب الضيقة .

ينتج إذن ، أن السوائل التي تبلل الأنبوب الزجاجي الرفيع (كالماء)

تستقر فوق مستوى السائل في الوعاء العريض ، وعلى العكس فإن السوائل

التي لا تبلل الأنبوب (كالزئبق) تستقر تحت مستوى السائل في الوعاء

الخارجي . ويكون ارتفاع السائل في الأنبوب الشعري كبيراً ، كلما

كان التوتر السطحي للسائل كبيراً وكلما كان نصف قطر الأنبوب وكثافة

السائل أصغر .

٣ - ٦ - ارتفاع السائل في الأنبوب الشعري :

مما سبق ينتج أن مقدار ارتفاع السائل h في الأنابيب

الشعرية يتعلق بنصف قطر القناة الداخلية في الأنبوب r وبالتوتر

السطحي σ وكثافة السائل d . لنستخرج الآن العلاقة التي تربط

بين هذه المقادير .

سبق أن استنتجنا أن ضغط السائل في النقطة الواقعة تحت الهلال المقعر

مباشرة أصغر من الضغط الجوي بمقدار :
$$p_g = -\frac{2\sigma}{R}$$
 أي أن

هذا الضغط يساوي $(P - \frac{2\sigma_{12}}{R})$ انظر الشكل (٧ - ٣) .
 أما الضغط في النقطة التي تقع على عمق h من مستوى سطح الهلال
 وهي التي توافق مستوى السائل في الوعاء الكبير فيجب أن نصيف اليه
 الضغط الناتج عن وزن عمود السائل وهو يساوي : $(d.g.h)$. وفي
 الوعاء الكبير يساوي الضغط في النقطة الواقعة مباشرة تحت السطح
 المستوي ، الضغط الجوي الخارجي . وبما أن السائل يوجد في حالة
 توازن ، لذلك فان الضغط يكون متساويا في النقاط الواقعة على
 سوية واحدة ، وبالتالي :

$$P - \frac{2\sigma_{12}}{R} + d.g.h = P \quad (3-10)$$

ومنـه :

$$h = \frac{2\sigma_{12}}{d.g.R} \quad (3-11)$$

أي أن ارتفاع السائل في الأنبوب الشعري يتناسب طرديا مع التوتر
 السطحي للسائل وعكسا مع نصف قطر انحناء الهلال وكثافة السائل .
 ونظرا لصعوبة قياس نصف قطر انحناء الهلال في التطبيقات العملية ،
 يفضل استعمال نصف قطر الأنبوب الشعري r وهو يساوي $r = R \cos \theta$
 حيث θ زاوية التبلل ، انظر الشكل (٨ - ٣) الذي يبين مخطط
 هلال السائل .

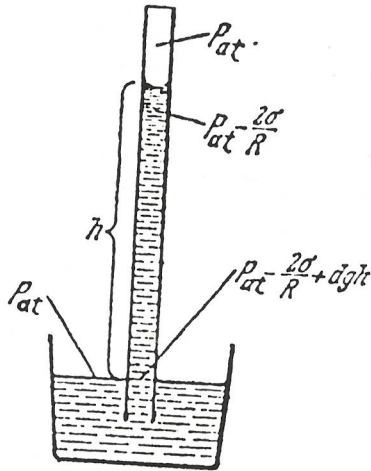
تصبح عندئذ العلاقة (3-11) بالشكل التالي :

$$h = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r.d.g} \quad (3-12)$$

وتسمى هذه العلاقة باسم قانون جورين ، وهي تصبح في حالة التبلل
 الكامل $\cos \theta = 1$ أي عندما على الشكل الآتي :

$$h = \frac{2\sigma_{12}}{r.d.g} \quad (3-13)$$

وكما هو واضح من هذه العلاقة أن الارتفاع الشعري يتناسب عكسا

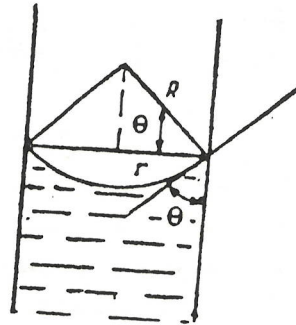


الشكل (٣-٧)

ويمثل كيفية ارتفاع
عمود السائل في
الأنبوب الشعري .

الشكل (٣-٨)

ويبين مخطط هـ لال
السائل .



مع نصف قطر الأنبوب . ويرتبط مع هذا الأمر الكثير من الحوادث الهامة مثال : ري النبات حيث أن المسامات التي تحتويها التربة تلعب دور أجنبية شعرية دقيقة يصعد الماء خلالها الى جذور النبات ويقوم بعملية التغذية .

غالبا تستخدم العلاقة (3-13) وذلك من أجل حساب التوتر السطحي للسوائل . وتدعى الطريقة المطبقة عمليا من أجل هذا الغرض بطريقة الارتفاع الشعري . وهي تستند الى قياس ارتفاع السوائل في الأنابيب الشعري :

$$\sigma = \frac{1}{2} r . d . g . h \quad (3-14)$$

ونظرا لصعوبة قياس نصف قطر الأنابيب الشعري ، تستخدم عمليا طريقة المقارنة باستعمال سائل توتره السطحي معروف وغالبا ما يكون الماء . ويقاس الارتفاع الشعري لهذين السائلين في الأنبوب نفسه وعندها يكون :

$$\sigma_2 = \frac{h_2 \cdot d_2}{h_1 \cdot d_1} \sigma_1 \quad (3-15)$$

حيث σ_1 التوتر السطحي للسائل القياسي، h_1 مقدار الارتفاع الشعري لهذا السائل و d_1 كثافته ، σ_2 ، $d_2 \cdot h_2$ التوتر السطحي والارتفاع الشعري وكثافة السائل المجهول .

لكن ومن أجل الحصول على نتائج دقيقة تستخدم غالبا في التطبيقات العملية طريقة الأنابيب الشعرية التفاضلية وذلك أيضا من أجل التخلص من صعوبة اختيار الأنابيب الشعري بالفتحة المناسبة والمنظمة . يستعمل في هذه الطريقة أنبوبان شعريان أنصاف أقطارهما مختلفة ويقاس الفرق بين سويتي السائل في الأنبوبين ، الشكل (٩ - ٣) . يمكن أن نكتب من أجل كل أنبوب لنفس السائل :

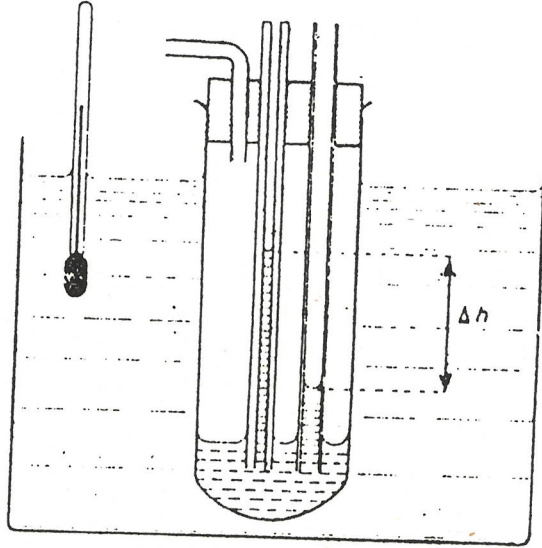
$$\sigma = \frac{1}{2} r_1 . h_1 . dg , \quad \sigma = \frac{1}{2} r_2 . h_2 . dg$$

ومن ثم :

$$\sigma = \frac{d \cdot g r_1 \cdot r_2 \Delta h}{2 (r_1 - r_2)} = B \cdot \Delta h \quad (3-16)$$

حيث $B = \frac{d g r_1 r_2}{2 (r_1 - r_2)}$ عبارة عن ثابت يتعلق بالجهاز المستخدم ويسمى بـ ثابت الجهاز . ويصح في حالة تطبيق طريقة المقارنة مع السائل العياري لدينا :

$$\sigma_2 = \frac{d_2 \cdot \Delta h_2}{d_1 \cdot \Delta h_1} \cdot \sigma_1 \quad (3-17)$$



الشكل (٣ - ٩) ويمثل كيفية قياس التوتر السطحي بواسطة الارتفاع الشعري (الطريقة التفاضلية) .

تطبيق : اذا كان التوتر السطحي للكحول المتيلي عند الدرجة ٢٠ م يساوي $3-10 \times 22,6$ نيوتن / م وكانت كثافته تساوي 790 كغ/م^3 عند الدرجة نفسها . فما هو نصف قطر الأنبوب الشعري الذي يستطيع هذا السائل أن يطعد فيه الى ارتفاع (١٥ سم) ؟

الحل : باعتبار أن التبلل في هذه الحالة كامل فإنه لم تتم الإشارة الى زاوية التبلل يمكن تطبيق العلاقة :

$$r = \frac{2\sigma}{h \cdot d \cdot g}$$

بالتعويض نجد :

$$r = \frac{2 \times 22,6 \times 10^{-3}}{0,015 \times 790 \times 9,8} = \frac{45,2 \times 10^{-3}}{116,2} = 3,889 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

وهو المطلوب .

٣ - ٧ - تبخر وغليان السوائل :

لقد ذكرنا أن جزيئات السائل تتحرك حركة مستمرة غير أنها لا تتحرك جميعها بسرعات واحدة . فهناك قسم فقط من الجزيئات يتمتع بطاقة اضافية وسرعة كبيرة بالمقارنة مع القيمة الوسطية . عندما تبلغ هذه الجزيئات سطح السائل تكون قادرة على أن تتغلب على قوى التجاذب من قبل الجزيئات الأخرى وعلى أن تنفصل لذلك عن السائل . نقول في هذه الحالة ان السائل يتبخر . وعندما تتحرك الجزيئات متجهة من السائل الى الهواء تتناقص طاقتها الحركية وسرعتها بسبب تغلبها على قوى التجاذب من قبل جزيئات السائل في الطبقات الداخلية .

تترافق عملية التبخر بالتبريد ، وذلك لأن السائل يفقد أثناء التبخر جزيئاته السريعة (الساخنة) ، ولأن الجزيئات نفسها تفقد قسما كبيرا من طاقتها الحركية عندما تتغلب على قوى التجاذب الداخلية . وعند تسخين السائل يزداد في آن واحد سرعة الحركة الوسطية لجزيئاته ويزداد عدد الجزيئات التي تترك السائل أي أن التبخر

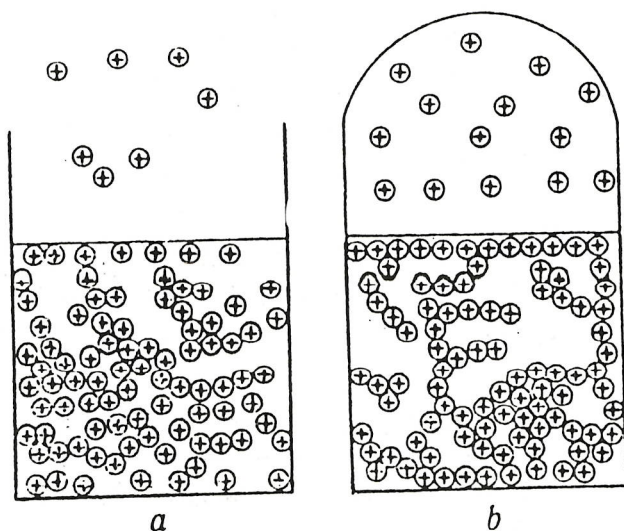
يشد .

يتعلق التبخر أيضا بالضغط المطبق وبالسطح الكلي للتبخر . وكلمة
كان الضغط منخفضا والسطح كبيرا جرت عملية التبخر بصورة أشد .
إذا جرى التبخر في وعاء مغلق ، فإنه سيتوقف عندما يصبح ضغط
البخار مساويا لقيمة معينة تكون مميزة لكل سائل ولكل درجة
حرارة . ويتولد فوق السائل في هذه الحالة تركيز ثابت للبخار .
يسمى البخار الواقع في حالة توازن مع السائل بالبخار المشبع ،
ويسمى الضغط الذي يوشح به هذا البخار بضغط البخار المشبع الشكل
(١٠ - ٣) .

تدل التجربة أن قوى التجاذب بين جزيئات السائل في درجة حرارة الغرفة
تفوق بعدة مرات الطاقة الحركية الوسطية التي تملكها جزيئاته في
درجة الحرارة المعتبرة . وفي هذا يكمن السبب في كون الأكثرية
الساحقة من الجزيئات لاتغادر السطح ، لأنها لاتملك في اللحظة المعينة
كمية الطاقة اللازمة . ولو افترضنا أن قوى التجاذب بين جزيئات
السائل ليست كبيرة الى حد كاف ، لنتج عن ذلك أن السائل يتبخر
آتيا في درجة حرارة الغرفة ولما وجدت المادة بحالتها السائلة
انما ستوجد في حالة غازية .

ينتج اذن ، أن ضغط البخار المشبع للمادة المعينة ، هو عبارة عن
مقدار ثابت في درجة حرارة ثابتة وهو يختلف من مادة لأخرى
وكلما ارتفعت درجة الحرارة ، ازداد ضغط البخار المشبع . يمثّل
الشكل (١١ - ٣) منحنيات ضغط البخار المشبع للكحول الايتيلي
والماء ، وهذه المنحنيات تنتهي في النقطة الحرجة ، عندما يصبح ضغط
البخار مساويا للضغط الحرج .

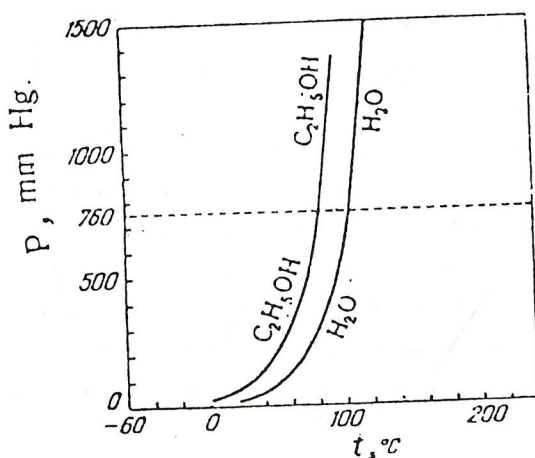
تدعى عملية انتقال المادة من الحالة السائلة الى الحالة الغازية
أو البخارية باسم تشكل البخار . ويفرق بين شكلين لهذه العملية :
التبخر والغليان . ففي الحالة الأولى يحدث تشكل البخار من السطح الحر
للسائل . بينما يحدث في الحالة الثانية - حالة الغليان - من
السطح ومن الطبقات الداخلية في حجم السائل عن طريق تشكل فقاعات



الشكل (٣-١٠)

ويمثل مخطط يشرح تبخر السائل

- a - في وعاء مفتوح
- b - في وعاء مغلق



الشكل (٣-١١)

ويمثل منحنيات ضغط

البخار المشبع لكل من

H_2O و C_2H_5OH

البخار ثم انطلاقها من داخل الحجم . يكون ضغط البخار المشبع في هذه الحالة مساويا للضغط الخارجي . تسمى درجة الحرارة التي تحدث عندها هذه العملية باسم درجة حرارة الغليان أو نقطة الغليان . تتغير درجة حرارة الغليان عند تغير الضغط الخارجي . فعند تناقص هذا الأخير يصبح ضغط البخار فوق السائل مساويا للضغط الخارجي عند قيم أقل لدرجة الحرارة أي أن السائل سيغلي في هذه الحالة عند درجة حرارة أكثر انخفاضا . وتلاحظ مثل هذه الظاهرة في المرتفعات والجبال حيث يكون ضغط الهواء أقل كثيرا من الضغط الجوي العادي .

٣ - ٨ - حرارة تبخر السوائل :

تعرف حرارة التبخر أو (حرارة تشكل البخار) بأنها : كمية الحرارة التي تمتصها المادة أثناء التبخر تساوي الدرجة للسائل المتوازن مع بخاره .
وتبعا لكمية المادة التي تنسب إليها هذه الحرارة فإنه يفرق بين حرارة التبخر المولي ، أي حرارة تبخر مول واحد من المادة ، وحرارة التبخر النوعية المنسوبة الى غرام واحد من المادة . وغالبا سنستخدم حرارة التبخر المولية وذلك لأنه يسهل من أجلها استخراج القوانين الأساسية .
تتألف حرارة التبخر ، أو بتعبير أدق ، الحرارة الكلية لتبخر السائل من مكونين :

- ١ - الطاقة التي تبذل للتغلب على قوى التجاذب بين الجزيئات في السائل (بما فيها التجمع) ، وتدعى الحرارة الداخلية للتبخر .
 - ٢ - الطاقة التي تصرف للتغلب على الضغط الخارجي عند انطلاق البخار ، وتدعى بالحرارة الخارجية (أو العمل) للتبخر وهي تساوي $P \cdot \Delta v$.
- وتكون الحرارة الخارجية دائما أقل من الحرارة الداخلية . لكن من الآن فصاعدا سندرس حرارة التبخر الكلية فقط ، وسندعوها اختصارا حرارة التبخر .
يتضح من دراسة عملية التبخر أن جزيئات السوائل التي تتمتع بحرارة

تبخر كبيرة تضطر أثناء التبخر الى التغلب على حائل طاقي كبير ولهذا فان عملية تبخر هذه السوائل تتعسر ، كما يجب أن تتمتع هذه السوائل بضغط أقل للبخار المشبع ومن ثم بنقطة غليان أعلى . ولكن من الجدير ذكره أن هناك عوامل أخرى تؤثر على عملية التبخر الى جانب حرارة التبخر .

وعند مقارنة درجات التبخر لسوائل مختلفة فان أبسط العلاقات تظهر من أجل درجات التبخر عند درجات الحرارة المناظرة . هذا وتطبق قاعدة تروثون على نطاق واسع وهي بسيطة جدا من حيث المضمون حيث تقول :

/ تتناسب حرارة التبخر المولية I_b عند درجات الغليان وتحت الضغط الجوي للسوائل المختلفة طردا مع درجات غليانها T_b المعبر عنها بسلم الدرجات المطلقة /
أي أن :

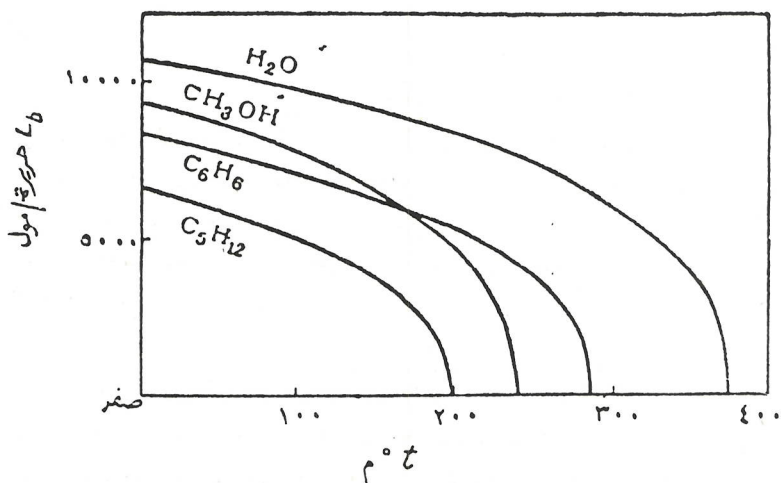
$$I_b = K_b \cdot T_b \quad \text{أو} \quad \frac{I_b}{T_b} = K_b \quad (3-18)$$

حيث K_b مقدار ثابت من أجل السوائل غير التجميعية ويساوي تقريبا ٢١ - ٢٢ حريرة/ مول . درجة . وتسمح هذه العلاقة بحساب T_b اذا كانت I_b معروفة ، وعلى العكس . هذا وتعبر المعادلة التي افترضها كيستاكوفسكي تعبيراً جيداً عن هذه العلاقة وذلك ضمن نطاق واسع من درجات الحرارة :

$$\frac{I_b}{RT_b} = \ln 82,07 T_b \quad (3-19)$$

حيث يجب التعبير عن I و RT بوحدات متساوية . وفي حالة السوائل التجميعية تكون قيم K_b دائما أكبر من القيم التي تتعين بالاستناد الى قاعدة تروثون أو حسب المعادلة (3-19) ويعود ذلك ، على ما يبدو ، الى أن تفكك المعقدات الجزيئية الموجودة في هذه السوائل يتطلب كمية اضافية من الطاقة . تتعلق حرارة تبخر سائل معين بدرجة الحرارة . فبارتفاع درجة

الحرارة تتناقص حرارة التبخر نظرا لأن التباين في حالتي السائل والبخار المتوازن معه يتضاءل كلما اقتربنا من النقطة الحرجة . ويظهر على الشكل (١٢ - ٣) الطابع العام لهذه العلاقة . ففي مجال الضغوط المنخفضة للبخار يكون انخفاض حرارة التبخر مع تغير درجة الحرارة بطيئا نسبيا . ولكن كلما ارتفع الضغط ازدادت سرعة انخفاضها بحيث تصبح مساوية الصفر عند درجة الحرارة الحرجة .



الشكل (١٢-٣) ويمثل علاقة حرارة تبخر السوائل بدرجة الحرارة

$K_b = \frac{L_b}{T_b}$		T_b	L_b	المادة
المعادلة (٣-١٩)	المعادلة (٣-١٨)			
١١٧	٤٧	٤٣	٢٠	He
١٤٧	١٠٩	٢٠	٢١٨	H ₂
١٧٤	١٧٤	٧٧	١٣٣٦	N ₂
١٧٧	١٨١	٩٠	١٦٢٩	O ₂
٢٠١	٢١٤	٣٠٨	٦٥٨٠	(C ₂ H ₅) ₂ O
٢٠٤	٢٠٢	٣٥٩	٧٢٥٠	HN ₃
٢٠٣	٢٠٩	٣٥٣	٧٣٥٣	C ₆ H ₆
٢١٦	٢٢٥	٦٣٠	١٤٢٠٠	Hg
السوائل شديدة التجمع				
١٩٦	٢٢٨	٢٤٠	٥٤٦٠	NH ₃
٢٠٤	٢٧٢	٣٥٢	٩٥٨٠	C ₂ H ₅ OH
٢٠٥	٢٦٠	٣٧٣	٩٧١٦	H ₂ O

الجدول (٣-٣) ويبين درجات التبخير L_b (حريرة / مول) ودرجات الغليان الطبيعية T_b (K) لبعض السوائل .

٣ - ٩ - اللزوجة :

يتعرض كل جسم عندما يتحرك الى مقاومة الوسط الذي يتحرك فيه . فعندما نحرك قضيبا زجاجيا مغمورا في الماء أو في محلول مركز من السكر أو في الغليسيرين ... الخ فاننا نشعر بمقاومة لحركة القضيب الزجاجي . تسمى القوة التي تمنع حركة الجسم باسم قوة الاحتكاك .

عندما تكون مقاومة الحركة التي يخضع لها الجسم ناجمة عن جسيماته بالذات فان قوة الممانعة في هذه الحالة تسمى الاحتكاك الداخلي أو اللزوجة وبالتالي فاللزوجة اذن ، عبارة عن الاحتكاك

الداخلي الذي يظهر عندما تتحرك طبقات السائل المتجاورة بالنسبة لبعضها البعض وهي تتعلق بقوة التأثير المتبادل بين الجزيئات .
 لنوضح هذا الأمر من خلال دراستنا لجريان السائل داخل الأنبوب الزجاجي فيمكن أن نتصور السائل الذي يجري على أنه يتألف من مجموعة من الطبقات المتوازية الشكل (١٣-٣) تظل الطبقة الأولى (I) منها المتاخمة لجدار الأنبوب ملتصقة به دون حراك وذلك بسبب التبلل . وتخضع الطبقة (II) لتجاذب جزيئات الطبقة (I) التي تعيق حركتها . وكذلك فإن حركة الطبقة (III) تعيقها قوى التجاذب من قبل جزيئات الطبقة (II) .
 ولكن بما أن الطبقة (II) توجد في حالة حركة ، لذا فإن التأثير المعيق لها يكون أقل كثيرا من التأثير المماثل للطبقة (I) .
 وبالتالي فإن الطبقة (III) تتحرك أسرع من الطبقة (II) .
 تلاحظ ظواهر مشابهة بالنسبة للطبقات التالية . وتكون سرعة الطبقة المركزية في السائل أعظمية . يمثل المنحني ab في الشكل (١٣-٣) تزايد سرعة حركة طبقات السائل .
 لقد درس نيوتن لزوجة السوائل وافترض عام ١٦٨٧ أن الاحتكاك الداخلي الذي ينشأ عن جريان السائل يتعلق بالسرعة النسبية لانتقال جسيماته . ولقد وضع بناء على ذلك قانون الجريان اللزج للسوائل الذي يعرف باسمه . يصاغ هذا القانون على الشكل التالي :
 / تتناسب قوة الاحتكاك الداخلي التي تظهر عند انتقال إحدى طبقات السائل بالنسبة إلى طبقة أخرى طردا مع تدرج السرعة النسبية لهذا الانتقال ومع مساحة الطبقتين / .
 تكتب الصيغة الرياضية لهذا القانون كما يلي :

$$F = \eta S \frac{dv}{dx} \quad (20-3)$$

حيث F القوة التي تؤثر على سطح الطبقة في الاتجاه الذي يعكس حركتها الشكل (١٤ - ٣) S تمثل مساحة الطبقة ، dv - السرعة النسبية لحركة الطبقتين الواقعتين على مسافة dx من بعضهما و η

معامل التناسب ويتعلق بطبيعة السائل ويعد واحدا من خواصه الهامة ويسمى هذا المعامل باسم اللزوجة أو معامل الاحتكاك الداخلي .
نكتب استنادا الى العلاقة (3 - 20) :

$$\eta = -\frac{F}{S} \cdot -\frac{dx}{dv} \quad (3-21)$$

إذا عبرنا عن قوة الاحتكاك F بالدينه وعن dx بالسنتيمتر وعن dv بالسنتيمتر / ثانية وعن S بالسنتيمتر مربع نحصل على:

$$\eta = \frac{\text{دينه} \cdot \text{ثانية}}{\text{سم}^2}$$

وبما أن كل ١ دينه = ١ غرام . سم / ثا إذا تصبح واحدة اللزوجة كما يلي :-

$$\eta = \frac{\text{دينه} \cdot \text{ثانية}}{\text{سم}^2} = \frac{\text{غرام} \cdot \text{سم} \cdot \text{ثانية}}{\text{ثانية}^2 \cdot \text{سم}^2} = \frac{\text{غرام}}{\text{سم} \cdot \text{ثانية}}$$

يسمى هذا المقدار للزوجة (بالبواز) نسبة الى العالم الفرنسي بوازيه . ويستخدم عادة مقدار أصغر هو السانتي بواز حيث :
١ سانتي بواز = $\frac{1}{100}$ بواز

وتقاس اللزوجة في الحملة الدولية (SI) بالوحدة الاتية :

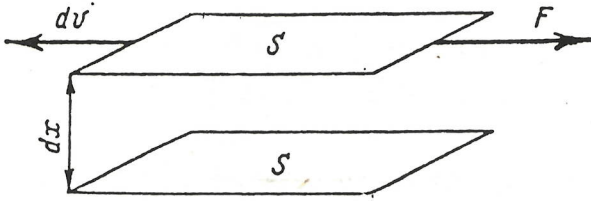
$$\eta = \frac{\text{كغ} \cdot \text{متر}^3 \cdot \text{ثانية}^{-1}}{\text{متر}^2} = \frac{\text{نيوتن} \cdot \text{متر}}{\text{متر}^2 \cdot \text{ثانية}}$$

تعد لزوجة السائل مقدارا هاما يميز السائل المعين وفي الجدول (٣-٤) نورد قيم اللزوجة لبعض السوائل .

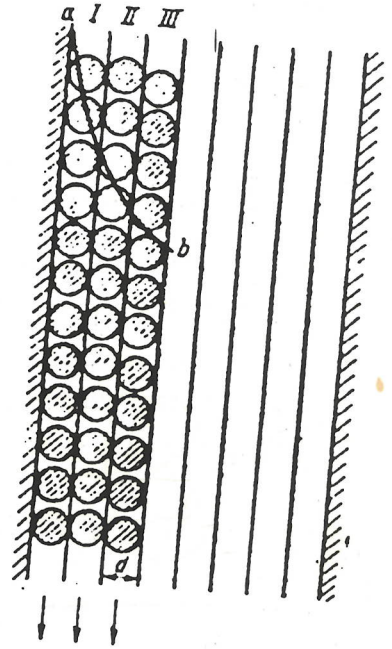
السائل	(سنتي بواز)	السائل	(سنتي بواز)
الماء	١٠٠٥	حمض الكبريت	٢١٦
الاتير ٢٢٣	٠٢٣٣	زيت الخروع	١٠٠٠٠
البنزول	٠٦٤٩	الجليسرين	١٤٩٩٠
الكحول ١١٩	١١٩	أقطران .	٣٠٠٠٠

الجدول (٣-٤) ويظهر لزوجة بعض السوائل
في الدرجة ٢٠ °م .

تدعى السوائل التي تخضع للعلاقة (20-3) باسم السوائل النيوتينية .
غير أنه توجد سوائل لاتخضع لهذه العلاقة . مثال ذلك : محاليل
المركبات ذات الجزيئات الضخمة والمحاليل الغروية وهي لاتدخل ضمن
نطاق دراستنا وانما تدرس في مقررات أخرى .



الشكل (٣-١٤) ويبين استخراج
علاقة نيوتن .



الشكل (٣-١٣) ويمثل انسياب
السائل من الأنبوب الزجاجي
الضيّق .

٣ - ١٠ - علاقة بوازيه في الجريان اللزج :

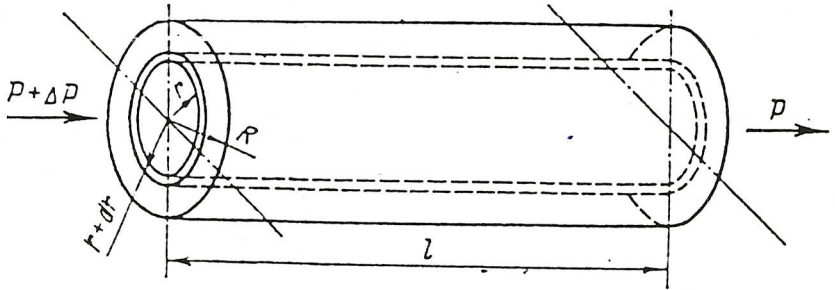
لقد حصل بوازيه عن طريق التجربة على علاقة شرح من خلالها عملية الجريان المنتظم للسائل داخل الأنابيب الاسطوانية .
تكتب هذه العلاقة على النحو التالي :

$$\eta = \frac{\pi R^4}{8 \gamma l} \cdot \Delta P \quad (3-22)$$

حيث η - سرعة الجريان الحجمية وتعبر عن حجم السائل المار من مقطع الأنبوب خلال واحدة الزمن .

R - نصف قطر الأنبوب ، l - طول الأنبوب ، ΔP - فرق الضغط بين طرفي الأنبوب ، γ لزوجة السائل .

لكي نستخرج هذه العلاقة ، نتصور أننا اقتطعنا داخل الأنبوب الاسطواني الذي يجري السائل داخله طبقة اسطوانية نصف قطرها متغير الشكل (٣-١٥) .



الشكل (٣-١٥) ويبين استخراج علاقة بوازيه

ففي شروط الجريان المنتظم (السائل النيوتني) يتحرك سطح الاسطوانة بسرعة ثابتة، وتتساوى القوة F_1 التي تدفع اسطوانة السائل داخل الأنبوب مع قوة الاحتكاك الداخلي التي تؤثر على سطح الاسطوانة .
تكتب العلاقة (٣-٢٢) من أجل طبقتين اسطوانيتين تقعان على مسافة dr عن بعضهما على الشكل الآتي :

$$F_1 = 2 \pi r L \left(\eta \frac{dv_r}{dr} \right)$$

حيث v_r - سرعة جريان السائل في الطبقة التي نصف قطرها يساوي r تتعين القوة التي تسبب جريان السائل تحت تأثير فرق الضغط بين طرفي الأنبوب ΔP من أجل عمود السائل الذي نصف قطره يساوي r بالعلاقة الآتية :

$$F_2 = \pi r^2 \cdot \Delta P$$

وبالاستناد الى أن محصلة كافة القوى التي تؤثر على الجزء المقتطع داخل الأنبوب تساوي صفراً في حالة الجريان المنتظم ، نحصل على :

$$\pi r^2 \cdot \Delta P = 2 \pi r L \left(\eta \frac{dv_r}{dr} \right) \quad (3-23)$$

وبإجراء المكاملة بعد فصل المتحولات والأخذ بعين الاعتبار أن طبقة السائل الواقعة بالقرب من جدار الأنبوب (نصف قطرها يساوي R) ثابتة لا تتحرك $v_r = 0$ نحصل على :

$$v_r = \int_0^v dv = \int_R^r \frac{r \Delta P}{2 \eta L} dr = \frac{R^2 - r^2}{4 \eta L} \cdot \Delta P \quad (3-24)$$

يعطى حجم السائل الذي يمر خلال الحلقة التي نصف قطرها r وسماكتها dr تساوي خلال واحدة الزمن بالعلاقة :

$$dV = (2 \pi r \cdot dr) v \quad (3-25)$$

وبمكاملة هذه العلاقة (٣-٢٥) ضمن حدود التكامل من 0 الى V و 0 الى R نحصل على العلاقة (٣-٢٢) .

$$v = \int_0^v dv = \int_0^R 2 \pi r \frac{R^2 - r^2}{4} \Delta P . dr = \frac{\pi R^4}{8} \cdot \Delta P$$

تستخدم علاقة بوازيه في حالة الجريان الصفحي فقط أي عندما تتحرك طبقات السائل بصورة متوازية فيما بينها دون أن يختلط بعضها ببعض ، ويتحقق هذا النظام من الجريان في حالة السرعات القليلة نسبيا .

٣ - ١١ - علاقة باتشينسكي :

لقد أوجد باتشينسكي عام (١٩١٣) علاقة بسيطة تربط بين اللزوجة η والحجم النوعي v للسائل :

$$\eta = \frac{C}{v - W} \quad (3-26)$$

حيث C - ثابت لايتعلق بدرجة الحرارة والضغط W - ثابت يعبر عن الحجم الذي تشغله جزيئات السائل وهو لايتعلق بدرجة الحرارة والضغط أيضا .

يوافق هذا الثابت من حيث المدلول الفيزيائي الثابت b في معادلة فاندرفالس $(P + \frac{a}{v^2})(v - b) = RT$ من أجل الغازات الحقيقية . إذن تعبر القيمة $v - W$ عن الحجم الحر للسائل . وواضح أن اللزوجة تتناسب تناسباً عكسياً مع هذه القيمة . ومما لاشك فيه أن تغير درجة الحرارة والضغط يسبب تغير الحجم الحر للسائل وهذا يؤثر بشكل رئيسي على لزوجة السائل . فمثلاً كلما ارتفعت درجة الحرارة ازداد حجم السائل وازدادت القيمة $v - W$ وتنخفض عندئذ اللزوجة وفقاً للعلاقة (3 - 26) . ويحدث هذا الأمر لأنه عندما ترتفع درجة الحرارة تزداد المسافة الوسطية بين الجزيئات ويضعف التجاذب المتبادل فيما بينها .

لنكتب العلاقة (3-26) بالشكل الآتي :

$$\frac{1}{\eta} = \frac{v - W}{C} = \frac{v}{C} - \frac{W}{C} \quad (3-27)$$

تدل هذه العلاقة على أن المقدار $\frac{1}{\eta} = \phi$ الذي يساوي مقلوب اللزوجة والمسمى بالسيولة هو عبارة عن تابع خطي للحجم . فإذا وضعنا على محاور الاحداثيات السيولة والحجم فإن العلاقة بينهما يجب أن تظهر على شكل خط مستقيم . تتفق العلاقة (27-3) مع المعطيات التجريبية جيدا في مجال الضغوط غير العالية . وينتج من هذه العلاقة أن السيولة تزداد كلما ارتفعت درجة الحرارة .

تتعلق لزوجة السوائل بالدرجة الأولى بالتأثير المتبادل بين الجزيئات ولقد اقترح بانشينكوفي نظرية عامة للزوجة السوائل تستند إلى التصورات الجزيئية الحركية وتشمل في آن واحد علاقة لزوجة السوائل النقية بدرجة الحرارة والضغط وعلاقة اللزوجة بالتركيب في حالة المزائج الثنائية .

وتلعب دراسة لزوجة السوائل دورا كبيرا في حل العديد من المشاكل الصناعية الهامة . إذ نرى مثلا أن كمية الطاقة اللازمة لخلط السائل أو مروره عبر الأنابيب ترتبط ارتباطا مباشرا بلزوجة السائل .

الجدول (٥-٣) ويظهر فيه تابعة اللزوجة لدرجة الحرارة

اللزوجة (٢) سنتي بواز			السائل
عند الدرجة ٥٠ م	عند الدرجة ٢٠ م	عند الدرجة ٥٠ م	
٠.٥٥٠	١.٠٠٥	١.٧٨٩	H ₂ O
٠.٢٤٦	٠.٣٢٢	٠.٣٩٥	(CH ₃) ₂ CO
٠.٤٣٦	٠.٦٥	٠.٩١	C ₆ H ₆
٠.٧٠١	١.١٩	١.٧٨	C ₂ H ₅ OH

٣ - ١٢ - طرق قياس اللزوجة :

تستخدم عدة طرق لقياس اللزوجة ، نعرف الآن على أكثرها

شيوعا :

٦ - طريقة الأنابيب الشعرية :

تستند هذه الطريقة الى العلاقة بين اللزوجة والزمن اللازم لمرور حجم معين من السائل عبر فتحة ضيقة في الأنبوب الشعري . ولقد وجدنا قبل قليل أن العلاقة بين هذين المقدارين تعطيها العلاقة التجريبية التي وضعها بوازيه :

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 \nu} t \quad (3-28)$$

حيث t هو الزمن اللازم لمرور الحجم ν من السائل خلال فتحة الأنبوب وإذا كان جريان السائل يتم تحت تأثير وزنه الذاتي ، فيمكن عندئذ استبدال النسبة $\frac{\Delta P}{\nu}$ بكثافة السائل :

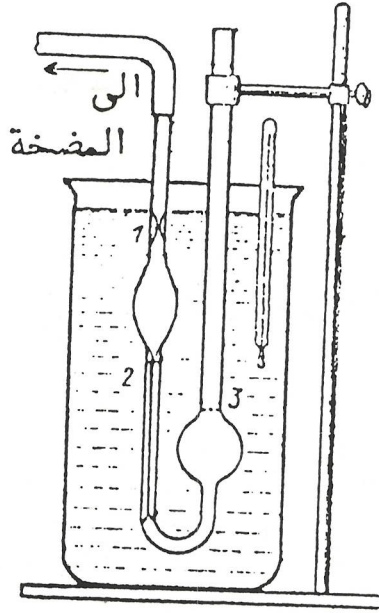
$$\eta = \frac{\pi R^4}{8} \frac{d}{t} \cdot t \quad (3-29)$$

تعين لزوجة السوائل بهذه الطريقة عادة بواسطة ملزاج أو ستفالد الذي يستخدم كجهاز للمقارنة الشكل (١٦ - ٣) . يقاس أولا الزمن لمرور حجم معين من سائل عياري لزوجته وكثافته معروفتين . ويستخدم الماء غالبا لهذا الغرض . وبعد أن ينظف الملزاج جيدا ، يدخل اليه نفس الحجم من السائل المراد تعيين لزوجته . يحدد الزمن اللازم لعبور هذا السائل وكذلك تقاس كثافته . تحسب بعد ذلك اللزوجة بالعلاقة التالية :

$$\eta = \eta_{H_2O} \cdot \frac{d}{d_{H_2O}} \cdot \frac{t}{t_{H_2O}} \quad (3-30)$$

ب - طريقة الكرة الساقطة :

عندما تسقط الكرة المصنوعة من معدن معين داخل الوسط اللزج تحت تأثير حقل الجاذبية الأرضية ، تتعرض لمقاومة هذا الوسط تعطى قوة مقاومة الوسط بعلاقة ستوكس عام (١٨٥١) الآتية :



الشكل (٣-١٦) ويوضح ملزاج أوستفالد ١ و ٢ -
 حدا الملزاج - ٣ - مستوى امتلاء الملزاج بالسائل

$$F = 6\pi r \eta U \quad (3-31)$$

- تخضع الكرة الساقطة داخل سائل ما الى تأثير قوتين متعاكستين .
 الأولى هي قوة الجاذبية وتوثر من الأعلى الى الأسفل وهي تساوي
 جداء حجم الكرة في كثافتها في تسارع الجاذبية الأرضية :

$$F_1 = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot d \cdot g \quad (3-32)$$

حيث r نصف قطر الكرة ، d - كثافة الكرة ، g - تسارع الجاذبية الأرضية .

والثانية عبارة عن دافعة ارخميدس وتؤثر من الأسفل نحو الأعلى على الكرة وتساوي الى كتلة السائل التي يزيحها حجم الكرة مضروبة بالتسارع الأرضي :

$$F_2 = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot d' \cdot g$$

حيث d' كثافة السائل

ويصح في حالة سقوط الكرة المتوازن :

$$F = F_1 - F_2$$

أو :

$$6 \pi r \eta U = \frac{4}{3} \pi r^3 (d - d') g \quad (3-33)$$

ومنـه :

$$U = \frac{2r^2}{9\eta} (d - d') g \quad (3-34)$$

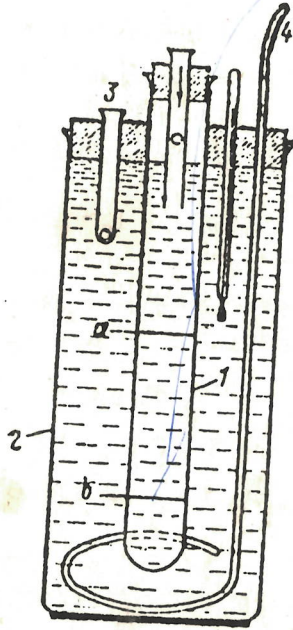
$$\eta = -\frac{2}{9} \cdot \frac{r^2 \cdot g (d - d')}{U} \quad (3-35)$$

تمكن هذه العلاقة الأخيرة من تعيين لزوجة السوائل المختلفة بعد أن نوجد عن طريق التجربة سرعة سقوط الكرة في السائل على أن يكون وزنها ونصف قطرها معلومين . يستخدم الجهاز المبين في الشكل (٣-١٩) لتعيين اللزوجة بهذه الطريقة .

تطبيق :

تبين التجربة القيم التالية للزوجة الايتريالاتيلي وكشافته عند درجات الحرارة المبينة بالجدول :

T, K°	273	293	313	333
$\eta \times 10^3, \frac{N \cdot sec}{m^2}$	0,284	0,233	0,197	0,116
$d, Kg/m^3$	736,3	713,5	689,8	665,0



الشكل (١٧-٣) يبين المزاج ذي الكرة

١ - أنبوبة السائل المدروس

٢ - منظم حراري

٣ - أنبوب اختبار الكرات

٤ - خلاط

٥ - و - b - حد المزاج

عين قيمة الثابتين C و W. في معادلة باتشينسكي ، وقارن قيمة

W مع الثابت b في معادلة فاندرفالس علما بأن الكثافة الحرجة

للإثير تساوي 264 Kg/m^3

الحل :

نحسب مقاليب اللزوجة والكثافة من أجل الحصول على قيم السيولة والحجم النوعي في كل درجة من درجات الحرارة .

T, K°	273	293	313	333
$-\frac{1}{\eta}, 10^3, m^2, sec^{-1} N^{-1}$	3,521	4,292	5,076	6,024
$v. 10^3, m^3/Kg$	1,358	1,402	1,449	1,504

نرسم بالاستناد الى هذه القيم منحنى العلاقة بين السيولة والحجم النوعي ثم نعين بيانيا ظل زاوية ميل المستقيم على محور السينات

$$\operatorname{tg} \alpha = 19,48.10^6 m^{-2}. sec$$

ولكن :

$$-\frac{1}{c} = 19,48.10^6 \Rightarrow c = 0,5133.10^{-7} m^2/sec$$

ولحساب w ، لدينا :

$$-\frac{w}{c} = -\frac{c}{v} - \frac{1}{v} = 19,48.10^6.1,403.10^{-3} - 4,292.10^3$$

$$= 27,350.10^3 - 4,292.10^3 = 23,058.10^3 m.sec/Kg$$

ومنـه :

$$w = 23,058.10^3.0,5133.10^{-7} = 14,03.10^{-4} m^3/Kg$$

لمقارنة قيمة w التي حصلنا عليها مع الثابت b في معادلة فاندرفالس ، يجب أن نضرب w بالوزن الجزيئي ، وذلك لأن القيمة الناتجة منسوبة الى $1 Kg$ من المادة :

$$14,03.10^{-4}.74 = 103,8.10^{-3} m^3 / K.molc$$

نعين الثابت b من المقادير الحرجة للايثر :

$$b = \frac{V}{3} = \frac{M}{3d\rho} = \frac{74}{3 \times 264} = 93.10^{-3} \text{ m}^3/\text{mole}$$

من مقارنة القيم الناتجة لكل من W و b ، يمكن أن نستنتج
أن هذين المقدارين من رتبة واحدة .

