

Парамагнетизм кислорода учтён не был. Вертикальный масштаб подобран так, чтобы экспериментальные точки совпали с теоретическими кривыми. Положение максимумов и минимумов обусловлено геометрической формой молекул.

Хорошее совпадение опыта с теорией, которое видно при сравнении рис. 3 и 4 с рис. 1, говорит о применимости полуклассической теории к этому вопросу. Расхождения экспериментальных данных с теорией в случае CO_2 следовало ожидать: при 60 атмосферах плотность этого газа такова, что становится значительной межмолекулярная интерференция. Для кислорода при 60 атмосферах это явление не имеет места, ибо у него выше критическое давление.

Р. Озеров

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Данилов, Рассеяние рентгеновских лучей в жидкостях. Проблемы новейшей физики, вып. XXXII, ОНТИ, 1935.
2. N. Z. Alsosk, D. G. Hurst, Phys. Rev. 75, 1609 (1949).

НЕЙТРОНОГРАФИЯ ЖИДКОСТЕЙ

При помощи дифракции нейтронов Чемберлен изучал¹ строение жидких металлов (свинца и висмута) и жидкой серы. Им был применён особый светосильный метод, основанный на том, что дифференциальное поперечное сечение рассеяния нейтронов атомами является функцией параметра рассеяния $\frac{\sin \theta}{\lambda}$, где θ — угол рассеяния. Следовательно, при нахождении этой функции (а это и есть цель эксперимента) можно употреблять не монохроматические пучки нейтронов, а пучки с некоторым диапазоном длин волн, но с определённой величиной $\frac{\sin \theta}{\lambda}$; это резко повышает светосильность метода. Дифракционная аппаратура, изображённая на рис. 1, отличается от обычной тем, что падающий пучок не параллелен, а гомоцентричен, и что отражающие атомные плоскости кристалла-монохроматора перпендикулярны к внешней границе (плоский кристалл работает на просвет).

Монохроматор выделяет из падающего пучка нейтроны с определёнными параметрами и фиксирует их на центральную щель, что позволяет в основном избавиться от фона некогерентного рассеяния.

Коллиматорная щель, кристалл-монохроматор и центральная щель при работе остаются в неизменных положениях. Рассеивающий образец может вращаться вокруг вертикальной оси и перемещаться вдоль центрального луча. Таким образом меняются параметры φ и γ , указанные на рис. 1.

Для нейтронов, проходящих вдоль центрального луча, справедливо условие Вульфа-Брегга:

$$\lambda = 2d \sin \theta_0$$

(для $n = 1$) и, следовательно,

$$\frac{\sin \theta}{\lambda} = \frac{\sin \theta}{2d \sin \theta_0}.$$

где λ — длина волны падающих нейтронов, d — межплоскостное расстояние кристалла и углы θ и θ_0 указаны на чертеже.

Для нейтронов, проходящих не по центральному лучу, параметры φ и γ должны быть подобраны так, чтобы и для них $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ имело бы ту

же величину. Выбор φ и γ может быть сделан аналитически из условий

$$\left(\frac{dx}{d\alpha}\right)_{\alpha=0} = 0; \quad \left(\frac{d^2x}{d\alpha^2}\right)_{\alpha=0} = 0, \quad \text{где } x = \frac{\sin \theta}{\lambda}.$$

Однако аналитическая форма этих уравнений очень сложна и решение их очень кропотливо. Поэтому решение проводилось графически.

Коллиматорная щель была установлена внутри обшивки котла в графитовой колонне. Кристалл-монокроматор состоял из 4 естественных кристаллов CaF_2 , установленных на суппорте с индивидуальной

регулировкой. Рабочая поверхность кристалла 150×150 мм, а толщина 6 мм. Кристаллы шлифовались вдоль естественной кубической грани и устанавливались на отражение от плоскости (200). Кристалл-монокроматор установлен так, что $\theta_0 = 15^\circ$. Это — самый большой угол, для которого можно пренебречь отражением второго порядка.

Рассеивающий образец и счётчик нейтронов смонтированы на каретке, которая может двигаться вдоль центральной щели, задавая тем самым величину γ (расстояние от образца до счётчика постоянно). В свою очередь счётчик вращается вокруг рассеивающего образца. Рассеивающая жидкость помещается в тонкую плоскую камеру с тонкими (1 мм) алюминиевыми стенками. Камера тоже может вращаться около вертикальной оси. Такое устройство позволяет (путём подбора положения

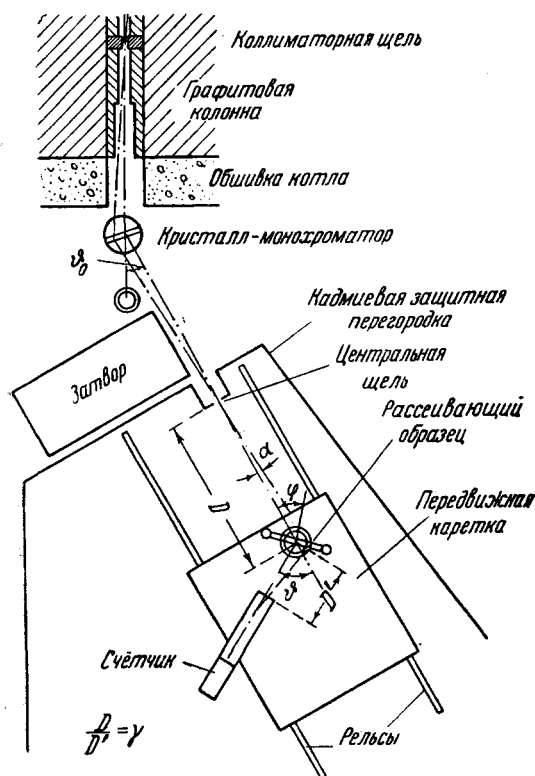


Рис. 1. Аппаратура для нейтронографического изучения жидкостей.

каретки и угла φ) добиться выполнения постоянства фактора $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ для всего пучка рассеиваемых нейтронов. В процессе измерения могли возникнуть ошибки в результате рассеяния воздухом и стенками камеры, а также в результате кратного рассеяния (на последнее вводилась поправка). Кроме того, для разных φ не одинаков телесный угол рассеяния. Поэтому измерения велись при: 1) закрытом затворе (измерялся фон быстрых нейтронов и космического излучения); 2) открытом затворе без камеры (измерялось рассеяние воздухом);

3) с пустой камерой (измерялось рассеяние стенками камеры); 4) с камерой, заполненной исследуемой жидкостью (измерялось рассеяние образца) и, наконец, 5) при вставленном вместо камеры куске плексигласа (во-первых, для контроля интенсивности пучка нейтронов, которая могла колебаться с течением времени, во-вторых, для учёта поправки на различные телесные углы и, в-третьих, для контроля эффективности счётчика).

В результате таких измерений были получены зависимости дифференциального поперечного сечения рассеяния (на 1 атом в единичном телесном угле) $\frac{d\sigma}{d\omega}$ от $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ для жидких серы, свинца и висмута (кривые для серы и свинца приведены на рис 2 и 3). Вертикальный масштаб получался из условия нормировки $\frac{d\sigma}{d\omega}$. Измерения проводились дважды (сплошные и пунктирные линии).

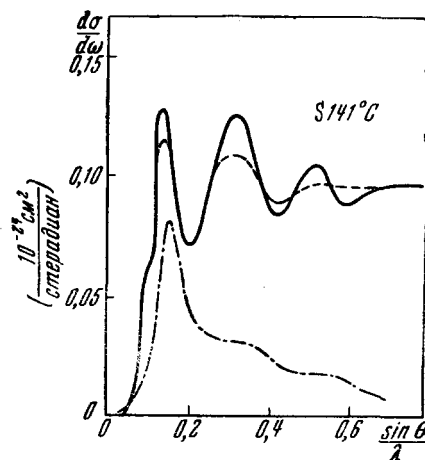


Рис. 2. Нейтронограмма жидкой серы. Внизу для сравнения приведена рентгенограмма жидкой серы (без соблюдения вертикального масштаба).

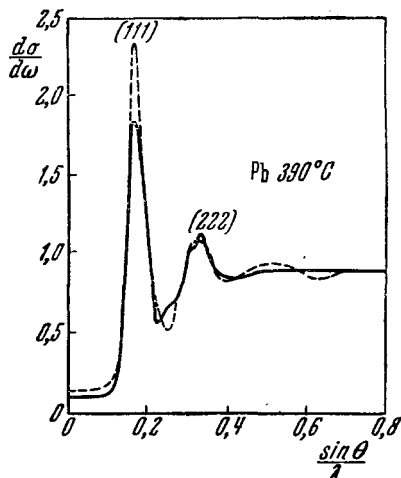


Рис. 3. Нейтронограмма жидкого свинца.

Как и следовало ожидать, полученные кривые аналогичны известным для рентгеновских лучей (без учёта атомного фактора).

Фон некогерентного рассеяния определялся измерением интенсивности рассеяния при малых углах, так как, в результате межмолекулярной интерференции, при малых углах когерентное рассеяние отсутствует. Затем этот фон вычитался из общей интенсивности при всех углах, так как некогерентное рассеяние нейтронов почти изотропно. (Для серы эта операция не могла быть произведена, ибо вследствие малого радиуса атомов серы первый максимум когерентного рассеяния находится в области малых углов.)

Уравнение, связывающее распределение атомной плотности $\rho(R)$ в жидкости на разных расстояниях R от фиксированного атома с дифференциальным поперечным сечением рассеяния $\frac{d\sigma}{d\omega}$, полученное

Чернике и Принсом² для рентгеновских лучей, легко может быть преобразовано для случая рассеяния нейтронов. В окончательном виде оно таково:

$$R[\rho(R) - \rho_0] = 8 \int_0^\infty dx x \left(\frac{4\pi}{\sigma_s} \cdot \frac{d\sigma}{d\omega} - 1 \right) \sin(4\pi x R),$$

где σ_s — поперечное сечение рассеяния одного связанного атома, ρ_0 — средняя атомная плотность и $x = \frac{\sin \theta}{\lambda}$.

Эта формула выведена в предположении, что атомы жидкости идентичны и что спин нейтронов не влияет на процесс рассеяния.

Результаты вычисления атомной плотности для жидкого свинца приведены на рис. 4; для сравнения приведена кривая средней плотности.

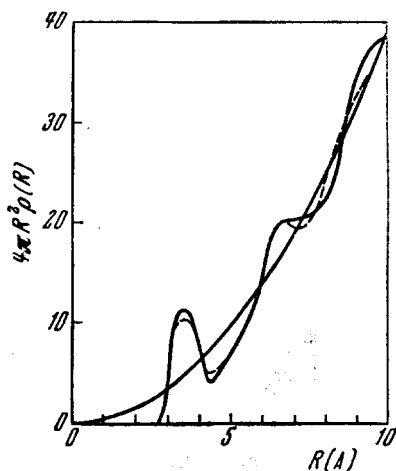


Рис. 4. Атомная плотность в жидком свинце на определённых расстояниях от фиксированного атома.

Из этой и аналогичных кривых были получены данные для жидких серы, свинца и висмута, приведённые в таблице. Там же приведены некоторые данные для этих элементов, полученные при их рентгенографическом изучении в твёрдом состоянии.

У свинца ближайшие соседи (их всего 12) не отделены резко от остальных атомов. Глокер и Хендас³ при изучении дифракции рентгеновских лучей в жидком свинце обнаружили наличие 8 ближайших соседей и 4 атомов на несколько больших расстояниях. Полное решение этого вопроса может быть получено описанным методом путём изучения дифракции при больших значениях $\frac{\sin \theta}{\lambda}$. В других отноше-

ниях согласование с Глокером и Хендасом очень тесное.

Зауэрвальд и Теске⁴ предположили, что металлы, имеющие плотную упаковку в твёрдом состоянии, сохраняют её при плавлении. Это следует ожидать, ибо объём при плавлении меняется незначительно. Результаты, полученные с образцом жидкого свинца, подтверждают это предположение. За это предположение говорит также тот факт, что дифракционные максимумы нейтронограммы жидкого свинца рас-

положены при тех же значениях $\frac{\sin \theta}{\lambda}$, которые можно теоретически рассчитать, исходя из структуры твёрдого свинца. На этом основании можно проиндентифицировать нейтронограмму.

Сохранение положения максимумов когерентного рассеяния, сохранение минимального расстояния между атомами и сохранение координатного числа серы при её плавлении позволяет предполагать стремление атомов образовывать группы с конфигурацией, аналогичной структуре твёрдой серы. Дифракционные максимумы жидкой серы также расположены на тех местах, которые можно найти для твёрдого состояния. Данные для серы находятся в полном согласии

с работой Гингриха⁵, который изучал рентгенографически твёрдую и жидкую серу.

В висмуте труднее сосчитать число ближайших соседей, так как их нельзя хорошо отделить от атомов на больших расстояниях. Однако видно, что на расстоянии $3,1 \text{ \AA}$ имеется 8 атомов. При плавлении у висмута увеличивается координационное число. Это значит, что структура его становится более плотной. Этим можно объяснить уменьшение объёма висмута при плавлении. Тенденции образовывать кристаллоподобные группы (как у серы) висмут не обнаруживает.

Т а б л и ц а

Элемент	Кристаллич. решётка в твёрдом состоянии	Число бли- жайших соседей в		Расстояния между бли- жайшими соседями в		Расстояния	
		жидком состоянии	твёрдом состоянии	жидком состоянии	твёрдом состоянии	с избытком атомной плотности	с недостат- ком атом- ной плот- ности
						$\rho > \rho_0$ $\text{\AA}$	$\rho < \rho_0$ $\text{\AA}$
Сера	Ромбическая	2	2*	2,1	2,12*	2,1 4 5	2,6 6
Свинец	Гранецентриро- ванная кубич.	12 ± 1	12*	3,4	3,49*	3,4 6,4	4,7 8
Висмут	Ромбоэдриче- ская	8	3*	3,1	3,10*	3,1 6,7	5,3 7,7

П р и м е ч а н и е. Цифры, отмеченные звёздочкой, взяты из дру-
гих источников.

Из кривых видно также, что на расстояниях, превышающих 6—8 атомных расстояний, все R равновероятны. Таким образом, можно утверждать, что в жидких сере, свинце и висмуте сохраняется упорядоченное расположение атомов в небольших областях.

Описанные работы доказали возможность применения нейтронографии к изучению структуры жидких и газообразных образцов. В отношении достоинств нейтронографии надо сказать следующее. Разные элементы имеют разное отношение поперечных сечений коге-

рентного и полного рассеяния $\left(\frac{\sigma_{\text{ког.}}}{\sigma_{\text{полн.}}} = \delta \right)$. Нейтронография приме-

нима с успехом в случае больших δ (например, дейтерий имеет $\delta = 0,57$). В этом случае нейтронография даёт гораздо более чёткую картину, чем рентгеноструктурный анализ (см. рис. 2). Хуже обстоит дело при малых δ (для водорода, например, $\delta = 0,025$), ибо диффузное рассеяние маскирует когерентное. Далее, некоторые тяжёлые элементы

имеют небольшое поперечное сечение поглощения нейтронов, тогда как коэффициент поглощения рентгеновских лучей для них очень велик. Поэтому при решении вопросов структурного анализа как твердых, так и жидких и газообразных веществ необходимо разумное комбинирование обоих методов.

Р. Озеров

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Chamberlain, Phys. Rev. 77, 305 (1950).
2. F. Zernike, J. Prins, Zefts. f. Physik 41, 184 (1927).
3. R. Clocker, H. Hendus, Ann. d. Physik 43, 513 (1943).
4. F. Sauerwald, W. Teske, Zeits. anorg. und. alg. Chemie 210, 247 (1933).
5. N. S. Cingrich, J. Chem. Phys. 8, 29 (1940).

АБСОЛЮТНЫЙ ВЫХОД ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Проведённые до сих пор исследования ядерного фотоэффекта ограничивались главным образом определением пороговых энергий

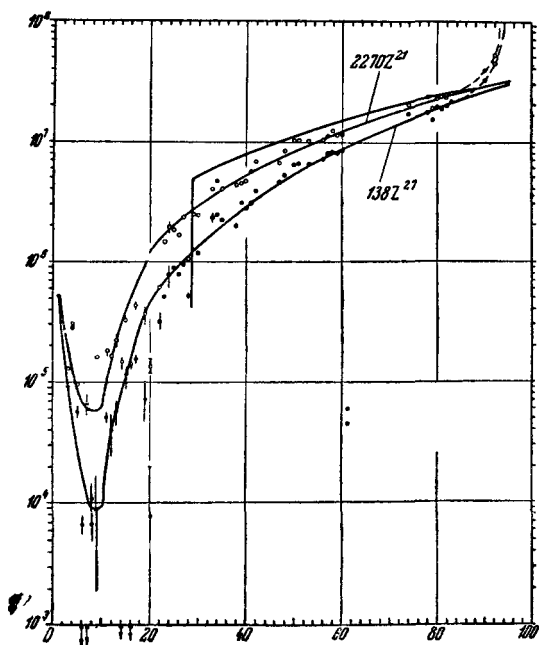


Рис. 1. Зависимость абсолютного выхода фотонейтронов от атомного номера для максимальной энергии в спектре 18 Мэв и 22 Мэв.

и не позволяли найти зависимость выхода нейтронов в реакции (γ, n)