кинетической теории Боголюбова. Сравнение теоретической и экспериментальной кривых показывает, что результаты расчетов Адхамова качественно правильно отражают температурную зависимость скорости звука в жидкой фазе аргона. Однако количественно расхождение между расчетными и экспериментальными данными достигает более 100%.

Поступила 11 I 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Itterbeek A., Verhaegen L. Measurement of the sound velocity in liquefied argon and methan. Proc. Phis. Soc. B, 1949, vol. 62, p. 800.
2. Itterbeek A., Grevendonk W., Dael W., Forrez G. The velocity of the sound in the liquid argon at high pressures. Physica, 1959, vol. 25, No. 12, p. 1255.
3. Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике, ИЛ, 1957.
4. Кудрявцев Б. Б. Применение ультраакустических методов в практике физико-химических исследований. ГИТТЛ, 1952.
5. Трелин Ю. С. Исследование скорости распространения ультразвуковых волн в двуокиси углерода в области жидкого и газообразного состояния. Сб. «Применение ультраакустики к исследованию вещества». Изд. МОПИ, 1961, вып. 13.
6. Ноздрев В. Ф. Применение ультраакустики в молекулярной физике. Физматгиз, 1958.
7. Tanneberger H. Eine Untersuchung des kritischen Zustandes mit Ultraschall. Z. Phys., 1959, Bd. 153, S. 445.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОПТИМАЛЬНЫЙ СОСТАВ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

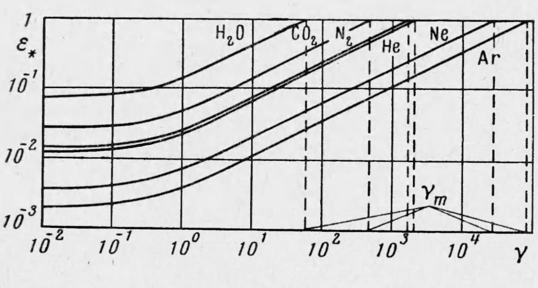
Э. П. Зимин, В. А. Попов (*Москва*)

В присутствии магнитного поля электропроводность становится функцией напряженности магнитного поля и, кроме того, принимает анизотропный характер.

Для газа Лорентца, согласно Спитцеру [1], закон Ома принимает следующий вид:

$$\frac{\mathbf{j}}{\sigma_0} = \mathbf{E}_0 + \mu_e \mathbf{W} \times \mathbf{H} - \frac{\mu_e}{n_e e} \mathbf{j} \times \mathbf{H} + \frac{1}{n_e e} \nabla p_e \qquad (1)$$

где n_e — концентрация электронов, e — заряд электрона, p_e — электронное давление.



Фиг. 1

Вводя ларморовскую частоту электронов ω и полагая градиент электронного давления равным нулю, уравнение (1) можно преобразовать к виду

$$\mathbf{j} + \frac{\omega\tau}{|H|} \mathbf{j} \times \mathbf{H} = \sigma_0 \mathbf{E}$$

$$\left(\omega = \frac{e\mu_e H}{m}, \quad \sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau}{m}\right) \qquad (2)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mu_e \mathbf{W} \times \mathbf{H}$$

где m — масса электрона, τ — время свободного пробега. Второй член левой части этого уравнения соответствует эффекту Холла.

Разрешим уравнение (2) относительно $\mathbf{j}$. Для этого умножим его векторно на $\mathbf{H}$

$$\mathbf{j} \times \mathbf{H} + \frac{\omega\tau}{|H|} [(\mathbf{j} \cdot \mathbf{H}) \cdot \mathbf{H} - H^2 \mathbf{j}] = \sigma_0 \mathbf{E}_\perp \times \mathbf{H} \qquad (3)$$

При этом использовано разложение вектора напряженности электрического поля на две составляющие: $\mathbf{E}_\parallel$ — параллельную вектору напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ и $\mathbf{E}_\perp$ — нормальную к нему. Два члена в квадратных скобках получены в результате раскрытия двойного векторного произведения $(\mathbf{j} \times \mathbf{H}) \times \mathbf{H}$. Далее, умножая уравнение (2) скалярно на $\mathbf{H}$, находим

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{H} = \sigma_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{E}_\parallel - \frac{\omega\tau}{|H|} (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{H}$$

Очевидно, что смешанное произведение равно нулю, так что

$$(\mathbf{j}\cdot\mathbf{H})\,\mathbf{H} = \sigma_0 H^2 \mathbf{E}_{\parallel} \tag{4}$$

Подставляя (3) и (4) в (2), окончательно получаем

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}_{\parallel} + \frac{\sigma_0}{1+\omega^2\tau^2}\,\mathbf{E}_{\perp} - \frac{\omega\tau\sigma_0}{1+\omega^2\tau^2}\,\frac{\mathbf{E}_{\perp}\times\mathbf{H}}{|H|}$$

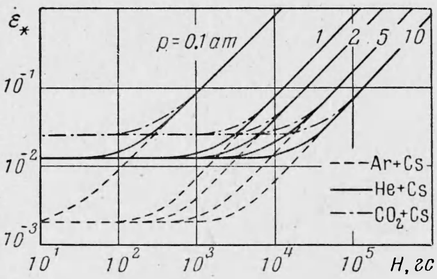
Электропроводность вдоль магнитного поля остается постоянной, тогда как электропроводность в поперечном направлении зависит от магнитного поля $(\sim(1+\omega^2\tau^2)^{-1})$.

Представляет интерес определить условие максимума поперечной электропроводности смеси практически неионизующегося газа (разбавитель) с газом, имеющим низкий потенциал ионизации (добавка) при наличии магнитного поля. Задача сводится к отысканию зависимости оптимальной добавки от напряженности магнитного поля.

Поперечная электропроводность смеси равна

$$\sigma_{\perp} = 3.85\cdot 10^{-10}\,\frac{\alpha}{(1+\omega^2\tau^2)\,Q\sqrt{T}}\;\frac{мо}{см}$$

$$\alpha = n_e / (n_1 + n_2) \tag{5}$$



Фиг. 2

Здесь α — степень ионизации смеси, n_2 и n_1 — концентрации добавки и разбавителя, Q — эффективное поперечное сечение столкновений электронов с нейтральными атомами смеси. В случае малых степеней ионизации добавки ($x = n_e / n_2 \ll 1$), пренебрегая кулоновским взаимодействием электрона с ионом, получим

$$Q = \frac{Q_1 n_1 + Q_2 n_2}{n_1 + n_2} = Q_1\,[\varepsilon(\beta - 1) + 1]$$

$$(\varepsilon = p_2 / p, \quad \beta = Q_2 / Q_1)$$

где Q_1 и Q_2 — поперечные сечения столкновений электрона с нейтральными атомами разбавителя и добавки, соответственно, p_2—парциальное давление добавки, p — полное давление смеси. Величина x определяется в соответствии с уравнением Саха

$$x^2 = \frac{K(T)}{p_2}, \quad K(T) = A\left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{3/2} k^{5/2}\,\frac{g_i g_e}{g_0}\,T^{\frac{i+2}{2}} \exp\left(-\frac{eu_i}{kT}\right)$$

Здесь u_i — потенциал ионизации добавки, k и h — постоянные Больцмана и Планка, i — число степеней свободы, g_i, g_e и g_0 — статистические веса иона, электрона и нейтрала, A — постоянная, зависящая от выбора единиц измерения давления. Окончательно получаем

$$\sigma_{\perp} = \frac{3.85\cdot 10^{-10}}{Q_1\sqrt{T}}\sqrt{\frac{K(T)}{p}}\;\frac{\sqrt{\varepsilon}\,[\varepsilon(\beta-1)+1]}{[\varepsilon(\beta-1)+1]^2+\gamma}, \qquad \gamma = \left(\frac{\omega k T}{Q_1 v p}\right)^2$$

Здесь v — среднеквадратичная скорость электронов, T — температура.

Для определения оптимальной величины $\varepsilon = \varepsilon_*$ достаточно найти корень уравнения $\partial\sigma_{\perp} / \partial\varepsilon = 0$, которое сводится к кубическому уравнению: (6)

$$y^3 + 3ay + 2b = 0, \quad y = t + 1/_3, \quad a = -[\gamma + (2/_3)^2], \quad b = -(2/_3)^3, \quad t = \varepsilon_*(\beta - 1)$$

Дискриминант этого уравнения $D = a^3 + b^2 = -(\gamma^3 + 4/_3\gamma^2 + 16/_{27}\gamma) < 0$; поэтому оно имеет три действительных различных корня

$$y_n = 2\sqrt{|a|}\cos\left[1/_3(\alpha + 2n\pi)\right], \qquad \alpha = \arccos\left(-b\,|a|^{-3/2}\right) \qquad (n = 1, 2, 3)$$

Можно показать, что при любых γ физический смысл имеет решение при $n = 3$

$$t = \varepsilon_*(\beta - 1) = 2\sqrt{\gamma + 4/_9}\,\cos 1/_3\,\alpha - 1/_3$$

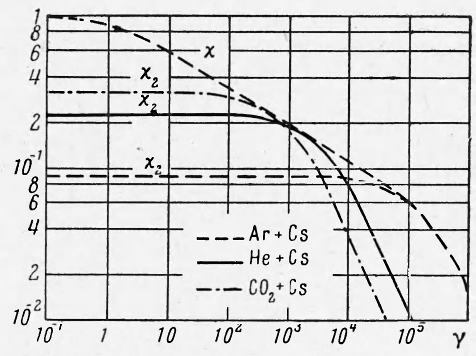
При относительно малых и больших γ получаем асимптотические выражения:

$$t \sim 1 \quad \text{при } \gamma \ll 4/_9, \qquad t \sim \sqrt{3\gamma} \quad \text{при } \gamma \gg 4/_9$$

Предельный состав смеси соответствует $\varepsilon_* = 1$; пользуясь вторым асимптотическим выражением, можно определить максимальное значение $\gamma_m = 1/_3(\beta - 1)^2$.

На фиг. 1 и 2 даны зависимости ε_* от γ и напряженности магнитного поля H для смесей ряда газов с Cs (при давлениях — 0.1, 1, 2, 5 и 10 *атм* и $T = 3000°$ K на фиг. 2).

При фиксированном значении давления, начиная с некоторого значения H, при котором оптимальная концентрация легко ионизуемой добавки ε_* еще относительно мала, последняя практически перестает зависеть от природы разбавителя. При уменьшении давления отмеченная особенность начинает проявляются при меньших значениях напряженности магнитного поля. При определенных значениях напряженности магнитного поля H_m оптимальная величина относительной концентрации легко ионизуемой добавки становится равной единице, т. е. при $H > H_m$ вопрос о нахождении оптимального состава смеси теряет смысл. При этих условиях максимальной электропроводностью обладают чистые пары легко ионизуемой добавки.



Фиг. 3

Зависимость отношения максимальной поперечной электропроводности (соответствующей оптимальному составу смеси) (σ_m) к максимальной электропроводности при $H = 0$ (σ_{0m}) от напряженности магнитного поля определяется выражением (индекс $\perp$ опущен):

$$\chi = \frac{\sigma_m}{\sigma_{0m}} = \frac{2(1+t)\sqrt{t}}{(1+t)^2 + \gamma}$$

Заметим, что σ_{0m} определяется значением $\varepsilon_* = (\beta - 1)^{-1}$, соответствующим уравнению [2]

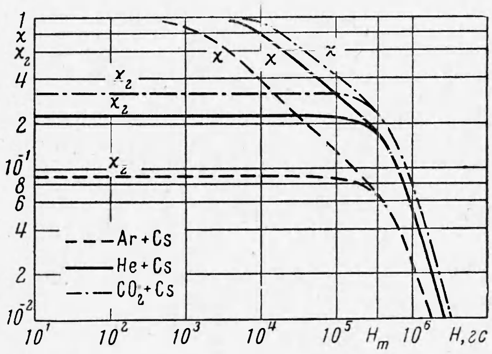
$$\frac{\partial \sigma_0}{\partial \varepsilon} = 0 \qquad \left(\sigma_0 \sim \frac{\sqrt{\varepsilon}}{1 + \varepsilon(\beta - 1)}\right)$$

Очевидно, при больших γ

$$\chi = 1.14\gamma^{-1/4} \qquad (\chi_m = 1.5(\beta - 1)^{-1/2})$$

При $\gamma > \gamma_m$, как было показано выше, максимальной электропроводностью обладают чистые пары добавки, для которых

$$\chi_2 = \frac{\sigma_2}{\sigma_{0m}} = \frac{2\beta\sqrt{\beta - 1}}{\beta^2 + \gamma}$$



Фиг. 4

Здесь σ_2 — проводимость чистых паров добавки. Зависимости χ и χ_2 от γ и H для смесей Cs с Ar, He и CO_2 представлены соответственно на фиг. 3 и 4 (для фиг. 4 $T = 3000°$ K, $p = 3$ *атм*).

Как и следовало ожидать, анизотропная электропроводность проявляется у смесей при меньших значениях H, чем у чистого цезия. Однако при $H < H_m$ электропроводность любой рассмотренной смеси выше электропроводности чистого цезия.

Из приближенной формулы для γ_m следует, что

$$H_m = (\beta - 1) Q_1 p/e \sqrt{m/kT}$$

При $\beta \gg 1$, что соответствует рассмотренным здесь смесям, H_m не зависит от природы разбавителя

$$H_m \approx Q_2(p/e)\sqrt{m/kT}$$

Например, $H_m = 3.45 \cdot 10^5$ *гс.* в случае добавки Cs при $T = 3000°$ K и $p = 3$ *атм.*

Поступила 5 III 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. Физматгиз, 1957.
2. Зимин Э. П., Попов В. А. Определение оптимальных составов газовых смесей при наличии легкоионизируемой добавки. ПМТФ, № 3, 1962.