Эта формула совместно с соотношением (II.85) дает решение смешанной линейной задачи теории струй идеальной жидкости.

Если предположить $F_1(u)=F_2(u)=0$, то получится линейное приближение общего решения прямой задачи теории струй идеальной жидкости ($\varkappa \to 0$)

$$v(u) = -\frac{1}{\pi}\frac{\sqrt{(k\tau - u)(u + s\tau)}}{u}\int_{-s\tau}^{k\tau}\frac{\theta(\bar{u})\,\bar{u}d\bar{u}}{(u-\bar{u})\sqrt{(k\tau-\bar{u})(\bar{u}+s\tau)}}. \qquad (II.94)$$

Если положить $n=0$, $m=0$, то получим первый член разложения решения обратной задачи теории струй ($\varkappa \longrightarrow 0$)

$$v(u) = \frac{i}{\pi}\int_{-l\tau}^{\tau}\frac{F(\bar{u})\,d\bar{u}}{u-\bar{u}}. \qquad (II.95)$$

При расчете коэффициентов сил, действующих на тонкое тело, которое движется вблизи свободной поверхности жидкости, воспользуемся полученными в предыдущем параграфе результатами. Линеаризация формул (II.38), (II.39) позволяет получить для определения коэффициентов подъемной силы и кавитационного сопротивления следующие выражения:

$$C_y = -\frac{2}{\tau - \ln(1+\tau)}\int_{-l\tau}^{\tau} v_x\frac{udu}{1+u}; \qquad (II.96)$$

$$C_{x\,\text{к}} = \frac{2}{\tau - \ln(1+\tau)}\int_{-l\tau}^{\tau} v_x v_y\frac{udu}{1+u}. \qquad (II.97)$$

Формулу для определения коэффициента кавитационного сопротивления можно преобразовать к виду

$$C_{x\,\text{к}} = \frac{1}{\pi[\tau - \ln(1+\tau)]}\left[\int_{-l\tau}^{\tau}\frac{v_x}{1+u}\,du\right]^2. \qquad (II.98)$$

Линеаризация формулы (II.42) позволяет получить приближенное выражение для определения коэффициента момента профиля относительно носика

$$C_m = \frac{2}{[\tau - \ln(1+\tau)]^2}\int_{-l\tau}^{\tau}\frac{v_x(u)}{1+u}[u - \ln(1+u)]\,udu. \qquad (II.99)$$

Вследствие линеаризации граничных условий можно приближенно считать, что в любой точке контура, каверны и свободной поверхности жидкости $\frac{dy}{dx} = v_y$. Это предположение дает возмож-