G — определяется аналогичным образом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; их же, Механика, 4 изд., М., 1988; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Гантмахер Ф. Р., Лекции по аналитической механике, 2 изд., М., 1966; Ланцош К., Вариационные принципы механики, пер. с англ., М., 1965; Хаар Д. тер, Основы гамильтоновой механики, пер. с англ., М., 1974; Джеммер М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985.
С. П. Аллилуев.

ПУАССО́НА УРАВНЕ́НИЕ — неоднородное дифференц. ур-ние в частных производных

$$\Delta u(x) = -f(x),$$

где Δ — *Лапласа оператор*, $x = (x_1, \dots, x_n)$. *Краевые задачи* для П. у. сводятся к соответствующим задачам *Лапласа уравнения* подстановкой

$$u = v + V,$$

где v удовлетворяет ур-нию Лапласа $\Delta v = 0$, а V — фундам. решение П. у. в области G:

$$V(x) = (2\pi)^{-1} \int\limits_G dy \ln|x-y| f(y), \quad n=2$$

(логарифмич. потенциал);

$$V(x) = -[(n-2)\sigma_n]^{-1} \int\limits_G dy |x-y|^{2-n} f(y), \quad n \geqslant 3$$

(ньютонов потенциал). Здесь $\sigma_n = 2\pi^{n/2}\Gamma(n/2)$ — площадь поверхности единичной сферы в n-мерном евклидовом пространстве, Γ — гамма-функция (см. *Эйлера интегралы*).

П. у. фигурирует в обширном круге физ. задач. Ему удовлетворяют: потенциалы ньютоновых (кулоновых) сил, порождённых массами (зарядами), распределёнными в области G с плотностью $\rho(x) = f(x)/4\pi$; потенциал скоростей идеальной несжимаемой жидкости; характеристики стационарных процессов теплопроводности и диффузии. П. у. возникает также в стационарных задачах теории упругости.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.
В. П. Павлов.

ПУАССО́НА ФО́РМУЛА — формула, представляющая единств. классич. решение $u(x, t)$ *Коши задачи* для волнового ур-ния

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2} = \frac{1}{c^2} f(x, t),$$

$$u(x, 0) = \varphi(x), \quad \left.\frac{\partial u(x,t)}{\partial t}\right|_{t=0} = \pi(x)$$

в трёхмерном пространстве-времени,

$$u(x,t) = \frac{1}{2\pi c} \int\limits_{|y-x|^2 \leqslant c^2t^2} \frac{\pi(y)dy}{(c^2t^2 - |y-x|^2)^{1/2}} + $$
$$+ \frac{1}{2\pi c} \int\limits_{|y-x|^2 < c^2t^2} \frac{\varphi(y)dy}{(c^2t^2 - |y-x|^2)^{1/2}} + $$
$$+ \frac{1}{2\pi c} \int\limits_0^t d\tau \int\limits_{|y-x|^2 < (ct-\tau)^2} \frac{f(y,\tau)dy}{[(ct-\tau)^2 - |y-x|^2]^{1/2}}$$

[где x ($x = (x_1, x_2)$), $y \in R^2$; c — скорость распространения сигнала] в случае, если начальные данные $\varphi(x)$, $\pi(x)$ — соответственно трижды и дважды непрерывно дифференцируемые ф-ции, а $f(x, t)$ — дважды непрерывно дифференцируемая ф-ция.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.
С. В. Молодцов.

ПУЗЫРЬКО́ВАЯ КА́МЕРА — прибор для регистрации следов (треков) заряж. частиц, действие к-рого основано на вскипании перегретой жидкости вдоль траектории частицы.

Историческая справка. Д. А. Глейзер (D. A. Glaser) в 1952 в поисках трекового детектора заряж. частиц, более эффективного, чем применявшиеся в то время (*ядерные фотографические эмульсии*, *Вильсона камера* и диффузионная камера), обратил внимание на работы К. Л. Висмара и др. (1922—24). Диэтиловый эфир (в нормальных условиях кипящий при темп-ре $T = 34{,}6$ °C), нагретый под давлением 20 атм до +130 °C, расширяли до 1 атм. При этом он не кипел часами. После доведения темп-ры до 140 °C он закипал через произвольные промежутки времени. Глейзер установил, что частота закипания соответствует частоте прохождения космич. частиц на уровне моря. Он повторил эксперимент, расположив над и под колбой с эфиром счётчики Гейгера. Вскипание было мгновенным в присутствии радиоакт. источника. Скоростная киносъёмка установила, что закипание начинается вдоль траектории заряж. частицы.

Первая П. к. (1954) представляла собой металлич. камеру со стеклянными окнами для освещения и фотографирования, заполненную жидким водородом. В дальнейшем П. к. создавались и совершенствовались во всех лабораториях мира, оснащённых ускорителями заряж. частиц. Начиная от колбочки объёмом в 3 см^3, размер П. к. достиг неск. м^3, напр. камера СКАТ (ИФВЭ, СССР) 8 м^3, «Мирабель» (Франция — СССР) 12 м^3, большая Европейская П. к. (ЦЕРН) более 30 м^3, П. к. *FNAL* (Батавия, США) св. 40 м^3. Большинство П. к. имеют объём ~ 1 м^3. (За изобретение П. к. Глейзеру в 1960 присуждена Нобелевская премия.)

Образование пузырьков. Быстрая заряж. частица выбивает на своём пути в веществе электроны разных энергий (σ-электроны). Электроны достаточно больших энергий, удаляясь от траектории, в свою очередь, выбивают вторичные σ-электроны и т. д. В результате многократных столкновений с атомами жидкости σ-электроны тормозятся вблизи траектории и вызывают дополнит. нагрев жидкости в области радиусом r. Это приводит к образованию центров кипения — зародышей. Образовавшийся зародыш пузырька радиусом r больше нек-рого критич. $r_{кр}$ будет расти за счёт испарения окружающей его жидкости во внутр. полости пузырька. Величина $r_{кр}$ определяется соотношением

$$r_{кр} = \frac{2\sigma}{(p_\infty - p_н)(1 - V_ж/V_п)}. \quad (1)$$

Здесь σ — поверхностное натяжение жидкости на границе жидкость — пар при темп-ре T; p_∞ — равновесное давление пара над бесконечно плоской поверхностью жидкости; $p_н$ — давление, при к-ром находится перегретая жидкость; $V_ж$, $V_п$ — уд. объёмы жидкости и пара. Разность давлений, называемая перегревом жидкости, осуществляется изменением объёма на величину $\Delta V/V = (0{,}5$—$2)\%$ для разных камер. Время расширения τ_3, т. е. время изменения давления от верх. значения $p_в$, к-рое на 1,5—2 атм и более превышает p_∞, до $p_н$, равно 5—20 мс (рис. 1).

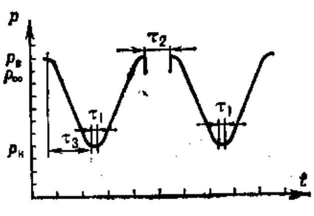

Рис. 1. Схема рабочих циклов пузырьковой камеры: τ_1 — задержка вспышки света на рост пузырьков; τ_2 — время между рабочими циклами; τ_3 — время расширения.