Barem
OLIMPIADA LA *FIZICĂ*
etapa republicană

Clasa a 12

PROBLEMA 1 **(10,0 p)**

a) total **12x0,125p=1,5p**

$c_{Pb}m(T_t - T_0) + \lambda_{Pb}m = C_0 S t_1$ **4x0,125p**

$m = \rho_{Pb}\, S\, \delta$ **2x0,125p**

$t_1 = \rho_{Pb}\delta \frac{c_{Pb}(T_t - T_0) + \lambda_{Pb}}{C_0} = 1117$ s **2x0,125p**

$t_{1\,R} = \rho_{Pb}\delta \frac{c_{Pb}(T_t - T_0) + \lambda_{Pb}}{C_0(1-R)} = 1397$ s **2x0,125p**

$t_{1\,\alpha} = \rho_{Pb}\delta \frac{c_{Pb}(T_t - T_0) + \lambda_{Pb}}{C_0 \cos\alpha} = 1290$ s **2x0,125p**

b) total **7x0,125p=0,875p**

$C_0 S_0 = \sigma T^4 2S_0$ **4x0,125p**

$T = \sqrt[4]{\frac{C_0}{2\sigma}} = 333\ K$ **3x0,125p**

c) total **6x0,125p=0,75p**

$P_E = 4\pi r_t^2 C_0 \eta = 7{,}92 \times 10^{25}$ W **6x0,125p**

d) total **13x0,125p=1,625p**

$\sigma T_S^4 4\pi R_S^2 = 4\pi r_t^2 C_{0\,T}$ **5x0,125p**

$C_{0\,T} = \sigma T_S^4 \frac{R_S^2}{r_t^2} = 1{,}3\ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ **2x0,125p**

$C_{0\,M} = \sigma T_S^4 \frac{R_S^2}{r_M^2} = 0{,}578\ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ **2x0,125p**

e) total **17x0,125p=2,125p**

$P = \frac{F}{S} = \frac{F\Delta t}{S\Delta t} = \frac{\Delta p}{S\Delta t}$ **3x0,125p**

$\Delta p = N \times \Delta p_{foton} = \frac{C_0 \Delta t\, S}{h\nu} \times \frac{h\nu}{c} = \frac{C_0 \Delta t\, S}{c}$ **4x0,125p**

$P = \frac{C_0}{c} = 4{,}7\ 10^{-6}$ Pa **2x0,125p**

$F = \frac{C_0}{c} S = 23{,}3$ mN **2x0,125p**

$\gamma \frac{mM}{r^2} = C_0(r) S / c$ **3x0,125p**

$C_0(r) = \sigma T_S^4 \frac{R_S^2}{r^2}$ $\quad \frac{m}{S} = \frac{\sigma T^4}{\gamma} \frac{R_S^2}{cM}$ **3x0,125p**

f) total **10x0,125p=1,25p**

$\Delta p = N \times \Delta p_{foton} = \frac{C_0 \Delta t\, S}{h\nu} \times \frac{h\nu}{c}(1+R)\cos\alpha = \frac{C_0 \Delta t\, S}{c}\ (1+R)\cos\alpha$ **4x0,125p**

$P = \frac{C_0}{c}(1+R)\cos\alpha$ **2x0,125p**

$F = \frac{C_0}{c} S(1+R)\cos\alpha$ **2x0,125p**

$\frac{m}{S} = \frac{\sigma T^4}{\gamma} \frac{R_S^2}{cM}(1+R)\cos\alpha$ **2x0,125p**

g) total **15x0,125p=1,875p**

$F\Delta t = \Delta p N$ **2x0,125p**

$\Delta p = |\vec{p}_2 - \vec{p}_1| = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos\delta}$ **2x0,125p**

$\delta = \alpha - \beta$ $\quad \frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = \frac{1}{n} = \frac{v}{c}$ **3x0,125p**

$p_1 = \frac{h\nu}{c}$ $\quad p_2 = \frac{h\nu}{v} = \frac{h\nu}{c} n = p_1 n$ **4x0,125p**

$N = \frac{P_{laser}\Delta t}{h\nu}$ **2x0,125p**

$F = \frac{P_{laser}}{c}\sqrt{1 + n^2 - 2n\cos(\alpha - \beta)}$ **2x0,125p**

PROBLEMA 2 **(10,0 p)**

2a) total **4,5 p**

Izolăm în interiorul bilei o regiune sferică de rază $\vec{r}$, volum $V = 4\pi r^3/3$ și sarcină $q = V\rho$. Conform teoremei Gauss $\varepsilon_0 \oint (\vec{E}\cdot d\vec{S}) = q = \varepsilon_0 E \cdot 4\pi r^2, \vec{E} = \rho\vec{r}/3\varepsilon_0, \quad r \le R.$ *- 0.5p.* Similar pentru exteriorul sferei $\vec{E} = \rho\cdot\vec{r}(R/r)^3/3\varepsilon_0, \quad r \ge R.$ *- 0.5p.* Folosind rezultatele obținute și ecuația $E_r = -\dfrac{d\varphi}{dr}$ *- 0.5p.*, obținem $\varphi(r) = c + \rho\cdot R^3/3\varepsilon_0 r, r \ge R.$ *- 0.5p.* Constanta de integrare se obține din $\varphi(\infty) = 0.\quad c = 0.$ *- 0.5p.* Astfel $\varphi(r) = \rho\cdot R^3/3\varepsilon_0 r, r \ge R.$ *- 0.5p.* similar pentru potențialul in interiorul sferei $\varphi(r) = C - \rho\cdot r^2/6\varepsilon_0, r \le R.$ *- 0.5p.* Din condiția de continuitate a potențialului de câmp pe suprafața bilei obținem $\varphi(R) = C - \rho\cdot R^2/3\varepsilon_0 = \rho\cdot R^2/6\varepsilon_0, C = \rho\cdot R^2/2\varepsilon_0,$ *- 0.5p.* , iar prin urmare potențialul din interiorul bilei este egal cu $\varphi(r) = \rho\cdot\dfrac{R^2}{2\varepsilon_0}\left(1 - r^2/3R^2\right), r \le R.$ *- 0.5p.*

2b) total **1,0p**

Folosind principiul superpoziției, să reprezentăm câmpul din interiorul cavității ca o sumă a câmpului fără cavitate din interiorul bilei $\vec{E} = \rho\vec{r}/3\varepsilon_0$ unde $r \le R$ (0,3p) și a câmpului cavității cu o sarcină de semn opus. $\vec{E} = -\rho\vec{r}\,'/3\varepsilon_0$ (0,3p). Raza vector $\vec{r}\,'$ este trasată de la centrul cavității la punctul de observație din interiorul cavității. $\vec{r} - \vec{r}\,' = \vec{a}$. Astfel, câmpul din interiorul cavității este $\vec{E} = \rho\vec{a}/3\varepsilon_0$ (0,4p).

2c) total **4,5 p**

Folosind ecuațiile lui Newton, constatăm că, în condițiile unei mișcări uniforme a barei $F\cos\alpha = \mu N, mg = F\sin\alpha, F(\alpha) = \mu mg\sqrt{1+tg^2\alpha}/(1+\mu tg\alpha), .$ *0.5 p.* În cazul alunecării uniforme pe un plan înclinat, așa cum se știe, $\mu = tg\alpha,$ 0.25 *p.* să demonstrăm că și în cazul nostru de mișcare pe o suprafață orizontală este valabilă relația $(\mu = tg\alpha)$. Facem notația $x = tg\alpha, F(x) = \mu mg\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x),$ și determinăm derivata $dF/dx = \mu mg\left[x(1+\mu x) - \mu(1+x^2)\right]/(1+\mu x)^2\sqrt{(1+x^2)} = (x-\mu)/(1+\mu x)^2\sqrt{(1+x^2)}$ *0.5 p.* O egalăm cu zero, obținând extremul lui $F(x)$ în punctul dat de $\mu = tg\alpha,$ 0.25 *p.* Valoarea extremă $F_m = \mu mg/\sqrt{1+\mu^2}$. Vom arăta că forța este minimă. Exprimând din $F(x)$ valoarea în minimum, obținem $F(x) = \mu mg/\sqrt{1+\mu^2} + \mu mg\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) - 1/\sqrt{1+\mu^2}\right)$. Se observă că expresia dintre paranteze este proporțională cu $(tg\alpha - \mu)^2$. O completăm până la diferența pătratelor. Înmulțim și împărțim la: $\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) - 1/\sqrt{1+\mu^2}\right) \quad \left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) + 1/\sqrt{1+\mu^2}\right)$ *0.75 p*

Obținem $\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) - 1/\sqrt{1+\mu^2}\right)\cdot\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) + 1/\sqrt{1+\mu^2}\right) = \left(1+x^2/(1+\mu x)^2 - 1/1+\mu^2\right)$ *0.75 p*

$$\sqrt{1+tg^2\alpha}/(1+\mu tg\alpha) - 1/\sqrt{1+\mu^2} = \frac{(tg\alpha - \mu)^2}{(1+\mu tg\alpha)\sqrt{1+tg^2\alpha}\left((1+\mu tg\alpha) + \sqrt{1+tg^2\alpha}\right)},$$

0.75 p Prin urmare, forța este minimă dacă acest termen devine zero. Pentru oricare (α) $F(tg\alpha) = \mu mg/\sqrt{1+\mu^2} + \mu mg(tg\alpha - \mu)^2\left[(1+\mu tg\alpha)\sqrt{1+tg^2\alpha}\left((1+\mu tg\alpha) + \sqrt{1+tg^2\alpha}\right)\right]^{-1}$ *0.75 p*

PROBLEMA 3 **(10,0 p)**

3a) total **1,25p**

$j_p = e\mu_p p(x)E(x) - eD_p dp/dx$ **1,25p**

3b) total **4,75**

Conform distribuției Boltzmann $n(x) = ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)}, p(x) = pe^{-\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)}$ **1.0p**. Aici n, p sunt concentrațiile de electronilor și golurilor, $\varphi(x)$ - потенциал электрического поля. potențialul câmpului electric. Calculând derivata lui от $n(x)$, obținem $dn(x)/dx = ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)} = \frac{e}{kT} ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)}(d\varphi(x)/dx) = -\frac{e}{kT} ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)} E(x)$. **1,25p** Astfel, densitatea curentului electroni este $j_n = e\left(\mu_n - \frac{eD_n}{kT}\right)n(x)E(x)$. **1,0p** În echilibru termodinamic fără câmp exterior, curentul este zero. Prin urmare, coeficientul de difuzie și mobilitatea electronilor sunt legate prin relația $D_n = \frac{\mu_n}{e}kT$ **0,75p**. Similar, pentru goluri $D_p = \frac{\mu_p}{e}kT$ **0,75p**.

3c) total **4,0**

Luând în considerare stratul de reținere V_0 și câmpul extern V, densitatea curentului electronilor aflați deasupra barierei este egală cu $j = en\int_{v_0}^{\infty} v\left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} dv$ **1,0p**. Aici $v_0 = \left(2e(V_0 - V)/m_e\right)^{1/2}$ - este viteza electronilor aflați deasupra barierei. **0,25p**. Calculăm integrala care determină densitatea curentului folosind o nouă variabilă de integrare $x = m_e v^2/2kT, vdv = dv^2/2$. **0,75p** Obținem:

$j = en\left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{1/2} \frac{2kT}{2m_e}\int_{x_0}^{\infty} e^{-x}dx = \frac{en}{4}\left(\frac{8kT}{\pi m_e}\right)^{1/2} exp\left(\frac{e(V - V_0)}{kT}\right)$. **1,0p** trebuie avut în vedere faptul că, în absența unei tensiuni externe aplicate, $V=0$ curentul devine nul. **0,25p** Astfel

$j = \frac{en}{4}v_T\, exp\left(-\frac{eV_0}{kT}\right)\left(exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right)$ **0,75p** conform (1)și experimentului.

Barem
OLIMPIADA LA *FIZICĂ*
etapa republicană

Clasa a 12

ЗАДАЧА 1 **(10,0 p)**

a) total **12x0,125p=1,5p**

$c_{Pb}m + \lambda_{Pb}m = C_0 S t_1$ **4x0,125p**

$m = \rho_{Pb}\, S\, \delta$ **2x0,125p**

$t_1 = \rho_{Pb}\delta \frac{c_{Pb}(T_t - T_0) + \lambda_{Pb}}{C_0} = \cdots$ **2x0,125p**

$t_{1\,R} = \rho_{Pb}\delta \frac{c_{Pb}(T_t - T_0) + \lambda_{Pb}}{C_0(1-R)} = \cdots$ **2x0,125p**

$t_{1\,\alpha} = \rho_{Pb}\delta \frac{c_{Pb}(T_t - T_0) + \lambda_{Pb}}{C_0 \cos\alpha} = \cdots$ **2x0,125p**

b) total **7x0,125p=0,875p**

$C_0 S_0 = \sigma T^4 2S_0$ **4x0,125p**

$T = \sqrt[4]{\frac{C_0}{2\sigma}} = \cdots$ **3x0,125p**

c) total **6x0,125p=0,75p**

$P_E = 4\pi r_t^2 C_0 \eta = \cdots$ **6x0,125p**

d) total **13x0,125p=1,625p**

$\sigma T_S^4 4\pi R_S^2 = 4\pi r_t^2 C_{0\,T} = \cdots$ **5x0,125p**

$C_{0\,T} = \sigma T_S^4 \frac{R_S^2}{r_t^2} = \cdots$ **2x0,125p**

$C_{0\,M} = \sigma T_S^4 \frac{R_S^2}{r_M^2} = \cdots$ **2x0,125p**

e) total **17x0,125p=2,125p**

$P = \frac{F}{S} = \frac{F\Delta t}{S\Delta t} = \frac{\Delta p}{S\Delta t}$ **3x0,125p**

$\Delta p = N \times \Delta p_{foton} = \frac{C_0 \Delta t\, S}{h\nu} \times \frac{h\nu}{c} = \frac{C_0 \Delta t\, S}{c}$ **4x0,125p**

$P = \frac{C_0}{c} = \cdots$ **2x0,125p**

$F = \frac{C_0}{c} S = \cdots$ **2x0,125p**

$\gamma \frac{mM}{r^2} = C_0(r) S$ **3x0,125p**

$C_0(r) = \sigma T_S^4 \frac{R_S^2}{r^2}$ $\quad \frac{m}{S} = \frac{\sigma T^4}{\gamma} \frac{R_S^2}{r^2} =$ **3x0,125p**

f) total **10x0,125p=1,25p**

$\Delta p = N \times \Delta p_{foton} = \frac{C_0 \Delta t\, S}{h\nu} \times \frac{h\nu}{c}(1+R)\cos\alpha = \frac{C_0 \Delta t\, S}{c}\,(1+R)\cos\alpha$ **4x0,125p**

$P = \frac{C_0}{c}(1+R)\cos\alpha$ **2x0,125p**

$F = \frac{C_0}{c} S(1+R)\cos\alpha$ **2x0,125p**

$\frac{m}{S} = \frac{\sigma T^4}{\gamma} \frac{R_S^2}{r^2}(1+R)\cos\alpha$ **2x0,125p**

g) total **15x0,125p=1,875p**

$F\Delta t = \Delta p N$ **2x0,125p**

$\Delta p = |\vec{p}_2 - \vec{p}_1| = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos\delta}$ **2x0,125p**

$\delta = \alpha - \beta$ $\quad \frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = \frac{1}{n} = \frac{v}{c}$ **3x0,125p**

$p_1 = \frac{h\nu}{c}$ $\quad p_2 = \frac{h\nu}{v} = \frac{h\nu}{c} n = p_1 n$ **4x0,125p**

$N = \frac{P_{laser}\Delta t}{h\nu}$ **2x0,125p**

$F = \frac{P_{laser}}{c}\sqrt{1 + n^2 - 2n\cos(\alpha - \beta)}$ **2x0,125p**

ЗАДАЧА 2 **(10,0 p)**

2a) total **4,5 p**

Выделим внутри шара сферическую область радиуса $\vec{r}$, объемом $V = 4\pi r^3/3$ и зарядом $q = V\rho$. По теореме Гаусса $\varepsilon_0 \oint \left(\vec{E}\cdot d\vec{S}\right) = q = \varepsilon_0 E \cdot 4\pi r^2$, $\vec{E} = \rho\vec{r}/3\varepsilon_0$, $r \le R$. $-0.5p.$ Аналогично для области вне шара $\vec{E} = \rho\cdot\vec{r}\left(R/r\right)^3/3\varepsilon_0$, $r \ge R$. $-0.5p.$ Используя полученные результаты и уравнение $E_r = -\dfrac{d\varphi}{dr}$ $-0.5p.$, находим $\phi(r) = c + \rho\cdot R^3/3\varepsilon_0 r$, $r \ge R$. $-0.5p.$ Постоянную интегрирования находим из условия $\varphi(\infty) = 0$. $c = 0$. $-0.5p.$ Таким образом вне шара потенциал поля равен $\phi(r) = \rho\cdot R^3/3\varepsilon_0 r$, $r \ge R$. $-0.5p.$ Аналогично находим потенциал внутри шара $\phi(r) = C - \rho\cdot r^2/6\varepsilon_0$, $r \le R$. $-0.5p.$ Из условия непрерывности потенциала поля на поверхности шара находим $\varphi(R) = C - \rho\cdot R^2/3\varepsilon_0 = \rho\cdot R^2/6\varepsilon_0$, $C = \rho\cdot R^2/2\varepsilon_0$, $-0.5p.$ а, следовательно потенциал внутри шара равен $\phi(r) = \rho\cdot\dfrac{R^2}{2\varepsilon_0}\left(1 - r^2/3R^2\right)$, $r \le R$. $-0.5p.$

2b) total **1,0p**

Используя принцип суперпозиции представим поле внутри полости в виде суммы поля без полости внутри шара $\vec{E} = \rho\vec{r}/3\varepsilon_0$ где $r \le R$ (0,3p) и поля полости с зарядом противоположного знака $\vec{E} = -\rho\vec{r}\,'/3\varepsilon_0$ (0,3p). Здесь радиус вектор $\vec{r}\,'$ проведен из центра полости в точку наблюдения внутои полости. Следовательно $\vec{r} - \vec{r}\,' = \vec{a}$. Таким образом поле внутри полости равно $\vec{E} = \rho\vec{a}/3\varepsilon_0$ (0,4p).

2c) total **4,5 p**

Folosind ecuațiile lui Newton, constatăm că, în condițiile unei mişcări uniforme a barei $F\cos\alpha = \mu N, mg = F\sin\alpha, F(\alpha) = \mu mg\sqrt{1+tg^2\alpha}/(1+\mu tg\alpha)$, $.0.5p.$ În cazul alunecării uniforme pe un plan înclinat, aşa cum se ştie, $\mu = tg\alpha$, $0.25p.$ să demonstrăm că şi în cazul nostru de mişcare pe o suprafaţă orizontală este valabilă relaţia ($\mu = tg\alpha$). Facem notaţia $x = tg\alpha,\ F(x) = \mu mg\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x)$, şi determinăm derivata $dF/dx = \mu mg\left[x(1+\mu x) - \mu(1+x^2)\right]/(1+\mu x)^2\sqrt{(1+x^2)} = (x-\mu)/(1+\mu x)^2\sqrt{(1+x^2)}$ $0.5p.$ O egalăm cu zero, obţinând extremul lui $F(x)$ în punctul dat de $\mu = tg\alpha$, $0.25p.$ Valoarea extremă $F_m = \mu mg/\sqrt{1+\mu^2}$. Vom arăta că forţa este minimă. Exprimând din $F(x)$ valoarea în minimum, obţinem $F(x) = \mu mg/\sqrt{1+\mu^2} + \mu mg\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) - 1/\sqrt{1+\mu^2}\right)$. Se observă că expresia dintre paranteze este proporţională cu $(tg\alpha - \mu)^2$. O completăm până la diferenţa pătratelor. Înmulţim şi împărţim la: $\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) - 1/\sqrt{1+\mu^2}\right)$ $\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) + 1/\sqrt{1+\mu^2}\right)$ $0.75p$

Obţinem $\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) - 1/\sqrt{1+\mu^2}\right)\cdot\left(\sqrt{1+x^2}/(1+\mu x) + 1/\sqrt{1+\mu^2}\right) = \left(1+x^2/(1+\mu x)^2 - 1/1+\mu^2\right)$ $0.75p$

$$\sqrt{1+tg^2\alpha}/(1+\mu tg\alpha) - 1/\sqrt{1+\mu^2} = \frac{(tg\alpha - \mu)^2}{(1+\mu tg\alpha)\sqrt{1+tg^2\alpha}\left((1+\mu tg\alpha) + \sqrt{1+tg^2\alpha}\right)},$$

$0.75p$ Prin urmare, forţa este minimă dacă acest termen devine zero. Pentru oricare (α) $F(tg\alpha) = \mu mg/\sqrt{1+\mu^2} + \mu mg(tg\alpha - \mu)^2\left[(1+\mu tg\alpha)\sqrt{1+tg^2\alpha}\left((1+\mu tg\alpha) + \sqrt{1+tg^2\alpha}\right)\right]^{-1}$ $0.75p$

ЗАДАЧА 3 **(10,0 p)**

3a) total **1,25p**

$j_p = e\mu_p p(x)E(x) - eD_p dp/dx$ **1,25p**

3b) total **4,75 p**

Согласно распределению Больцмана $n(x) = ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)}, p(x) = pe^{-\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)}$ **1.0p**. Здесь n, p концентрации электронов и дырок, $\varphi(x)$ -потенциал электрического поля. Вычисляя производную от $n(x)$, находим $dn(x)/dx = ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)} = \frac{e}{kT} ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)} (d\varphi(x)/dx) = -\frac{e}{kT} ne^{\left(\frac{e\varphi(x)}{kT}\right)} E(x)$. **1,25p** Таким образом плотность тока электронов равна $j_n = e\left(\mu_n - \frac{eD_n}{kT}\right) n(x)E(x)$. **1,0p** В термодинамическом равновесии без внешнего поля ток равен нулю. Следовательно коэффициент диффузии и подвижность электронов связаны соотношением $D_n = \frac{\mu_n}{e} kT$ **0,75p**. Аналогичное соотношение Эйнштейна для дырок имеет вид $D_p = \frac{\mu_p}{e} kT$ **0,75p**.

3c) total **4,0 p**

С учетом запорного слоя V_0 и внешнего поля V плотность надбарьерного тока электронов равна $j = en\int_{v_0}^{\infty} v\left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{1/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} dv$ **1,0p**. Здесь $v_0 = \left(2e(V_0 - V)/m_e\right)^{1/2}$ - скорость надбарьерных электронов. **0,25p** Интеграл, определяющий плотность тока вычислим, используя новую переменную интегрирования $x = m_e v^2 / 2kT, vdv = dv^2 / 2$. **0,75p** Интеграл легко вычисляется и мы получим $j = en\left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{1/2} \frac{2kT}{2m_e}\int_{x_0}^{\infty} e^{-x} dx = \frac{en}{4}\left(\frac{8kT}{\pi m_e}\right)^{1/2} exp\left(\frac{e(V - V_0)}{kT}\right)$. **1,0p** Необходимо учесть, что в отсутствие внешнего приложенного напряжения $V=0$ ток обращается в ноль. **0,25p** Таким образом, окончательно находим $j = \frac{en}{4} v_T\, exp\left(-\frac{eV_0}{kT}\right)\left(exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right)$ **0,75p** в согласии с уравнением (1) и экспериментом.