

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ» КЕАҚ

**Студенттер мен жас ғалымдардың
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»
XIX Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XIX Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»**

**PROCEEDINGS
of the XIX International Scientific Conference
for students and young scholars
«GYLYM JÁNE BILIM - 2024»**

**2024
Астана**

УДК 001

ББК 72

G99

«ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» студенттер мен жас ғалымдардың XIX Халықаралық ғылыми конференциясы = XIX Международная научная конференция студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» = The XIX International Scientific Conference for students and young scholars «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024». – Астана: – 7478 б. - қазақша, орысша, ағылшынша.

ISBN 978-601-7697-07-5

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 001

ББК 72

G99

ISBN 978-601-7697-07-5

**©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия
ұлттық университеті, 2024**

ИІСТЕР ФИЗИКАСЫНДАҒЫ СЫҒЫЛАТЫН ГАЗДАРДЫҢ СТАЦИОНАРЛЫҚ ТАРАЛУЫ

Құрбан Ермахан Ерболұлы

kuermahan@gmail.com

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ 4-курс студенті, Астана, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі: Академик НАН РК,Ф.-м.ғ.д., профессор Мырзакулов Р.

Физика тұрғысынан иіс — мәні заттың газ тәрізді күйге физикохимиялық ауысуы және химиялық кинетика заңдарымен сипатталған рецепторға жететін молекулалардың химиялық өзара әрекеттесуі болып табылады. Физика саласында иіс туралы зерттеулер өте аз десемде болады. Жалпы иісті біз газ тәрізді қарастырамыз және осы кездегі температура, қысым, тығыздықтардың жалпы шешімін анықтаймыз.

Негізі біз Бернулли теңдеуін еске ала отырып иістердің адиабаталық стационарлық қозғалысына қатысты бірқатар жалпы нәтижелерді алуға болады. Қозғалмайтын қозғалыс күйлері үшін Бернулли теңдеуі[1]

$$w + \frac{v^2}{2} = const, \quad (1)$$

мұндағы $const$ – әрбір таралу сызығының бойындағы тұрақты мән (егер қозғалыс потенциалды болса, онда $const$ әртүрлі таралулар үшін бірдей). Егер бір сызықта иіс жылдамдығы нөлге тең нүкте де болса, онда Бернулли теңдеуін мындай түрінде жазуға болады:

$$w + \frac{v^2}{2} = w_0, \quad (2)$$

мұндағы $w_0 - v = 0$ болатын сол нүктедегі жылулық функцияның мәні.

Қозғалмайтын қозғалыс кезінде энтропияның сақталу формуласы $v\nabla s = v\partial s/\partial l = 0$, яғни $s = const$, мұндағы $const$ – таралу сызығы бойындағы тұрақты шама болып табылады. Бұл теңдеуді (2) теңдеуге ұқсас түрде жазайық:

$$s = s_0. \quad (3)$$

(2) теңдеуден жылулық функция жиілігі w кішірек жерлерде v жылдамдығы үлкен екені анық. Жылдамдық ең аз болатын нүктеде жиілік максимум (берілген таралу сызығы бойынша) мәніне ие болады. Бірақ тұрақты энтропияда бізде $dw = dp/\rho$; $\rho > 0$ болғандықтан, онда dw және dp

дифференциалдары бірдей таңбаларға ие және де w және ρ өзгерісі әрқашан бір бағытта бағытталған. Демек, иіс сызық бойымен жылдамдық төмендегенде, қысымның жоғарылауымен жүзеге асырылады немес кересінше болады деп айта аламыз.

Қысым және жылу функциясының мүмкін болатын ең төменгі мәні адиабаталық процесте нөлдік абсолютті температура $T = 0$ кезінде алынады. Қысымның сәйкес мәні $p = 0$, ал $T = 0$ кезінде w мәні шартты түрде алынады. Бұл энергия өлшенетін нөлдік мән; онда $T = 0$ кезінде $w = 0$ тең болады. (2) теңдеуден біз жылдамдықтың мүмкін болатын ең үлкен мәні мынаған тең деген қорытындыға келеміз

$$v_{max} = \sqrt{2w_0}. \quad (4)$$

бұл жылдамдықты, иістердің вакуумға бірқалыпты таралуымен қол жеткізуге болады.

Енді таралу сызығы бойынша $j = \rho v$ иістің таралу тығыздығының өзгеру сипатын анықтайық. $(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla p/\rho$ осы Эйлер теңдеуінен бірқалыпты таралу сызығы бойымен келесі қатынас орындалатынын көреміз:

$$v dv + \frac{dp}{\rho} = 0$$

мұндағы $dp = c^2 d\rho$ деп жазып, жоғарыдағы теңдеудің орнына апарып қойамыз:

$$\begin{aligned} v dv + \frac{c^2 d\rho}{\rho} &= 0, \\ v dv &= -\frac{c^2 d\rho}{\rho}, \\ \frac{dv}{d\rho} &= -\frac{c^2}{v\rho}, \\ \frac{d\rho}{dv} &= -\frac{\rho v}{c^2} \end{aligned} \quad (5)$$

(5) теңдеуден шығарын қорытынды теңдеу келесідей жазылады:

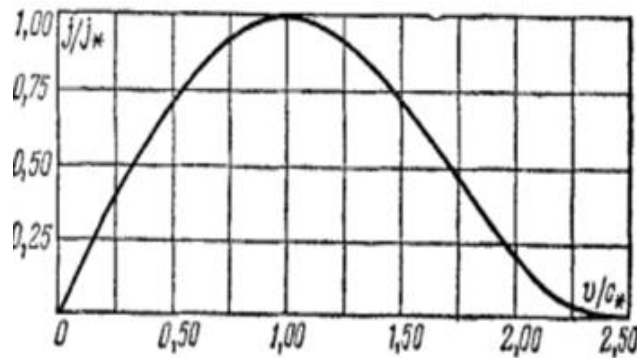
$$\frac{d(\rho v)}{dv} = \rho \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right). \quad (6)$$

Бұл таралу сызығының бойындағы жылдамдық артқан сайын таралу тығыздығы арта түсетінін көрсетеді. Газдан жоғары қозғалыс аймағында таралудың тығыздығы жылдамдық өскен сайын азаяды және $v = v_{max}$ кезінде ρ мен бірге нөлге дейін барады 1-суретте көрсетілген. Газдан жоғары стационарлық таралулар арасындағы бұл елеулі айырмашылықты көзбен былайша түсіндіруге болады. Газдан төмен жағдайда, ағындар жылдамдықты арттыру бағытында бір-біріне жақындайды. Газдан жоғары қозғалыс кезінде жылдамдық өскен сайын ағындар алшақтайды [2].

Иіс жылдамдығы газдың жергілікті жылдамдығына тең болатын нүктеде j ағынының максималды мәні j_* болады:

$$j_* = \rho_* c_* \quad (7)$$

мұндағы индекс $*$ бар әріптер осы нүктедегі сәйкес шамалардың максимал мәндерін көрсетеді. $u_* = c_*$ критикалық жылдамдық деп аталады [3,4].



1-сурет.Таралу тығыздығы мен критикалық жылдамдықтың байланысы.

Иістің жалпы жағдайында шамалардың критикалық мәндерін теңдеулерді бірлестіре отыру нәтижесінде $v = 0$ нүктедегі шамалардың мәндері арқылы көрсетуге болады. Яғни (2),(3) теңдеулерді мына түрде жаза аламыз:

$$s_* = s_0, \quad w_* + \frac{c_*^2}{2} = w_0. \quad (8)$$

$M = v/c < 1$ кіші болған сайын бізде де $v/c_* < 1$ кіші болатыны анық, ал $M > 1$ болғанда, $v/c_* > 1$ тең болады. Сондықтан бұл жағдайда $M_* = v/c_*$ қатынасы болады. Мах санына ұқсас критерий ретінде қызмет ете алады өйткені c_* таралу бойымен өзгеретін c жылдамдығына қарағанда тұрақты мән болып табылады.

Гидродинамиканың жалпы теңдеулерін қолдануда термодинамикалық идеал газ ерекше орын алады. Мұндай газ туралы айтатын болсақ, біз әрқашан (арнайы көрсетілген жағдайларды қоспағанда) оның жылу сыйымдылығы температураға (бізді қызықтыратын температура аймағында) тәуелді емес тұрақты шама деп есептейміз. Мұндай газды көбінесе *политропты* деп атайды; Біз бұл терминді термодинамикалық идеалдылықтан әлдеқайда жоғары болатын болжам туралы айтқан сайын айқын көрсету мақсатында қолданамыз. Политропты иіс үшін термодинамикалық шамалар арасындағы барлық байланыстар белгілі, олар да өте қарапайым

формулалармен өрнектеледі; бұл көбінесе гидродинамикалық теңдеулерді толық шешуге мүмкіндік береді.

Термодинамикалық идеал газдың күй теңдеуі

$$pV = \frac{p}{\rho} = \frac{RT}{\mu}, \quad (9)$$

мұндағы $R = 8,314 \cdot 10^7$ эрг/К · моль – газ тұрақтысы, ал μ – газдың молекулалық массасы. Мұндай газдағы иіс жылдамдығы мынандай формуламен берілген

$$c^2 = \gamma \frac{RT}{\mu} = \gamma \frac{p}{\rho}, \quad (10)$$

мұнда жылу сыйымдылықтарының қатынасын былай жаза аламыз:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}.$$

Бұл қатынас әрқашан бірліктен жоғары, бірақ политропты иіс үшін ол тұрақты. Бір атомды газдар үшін $\gamma = 5/3$, ал екі атомды газдар үшін $\gamma = 7/5$ (қарапайым температурада).

Политропты иістің ішкі энергиясы шамалы қосымша константаға дейін тең, яғни

$$\epsilon = c_v T = \frac{pV}{\gamma-1} = \frac{c^2}{\gamma(\gamma-1)}. \quad (11)$$

теңдеу арқылы жаза аламыз.

Жылулық функция үшін мына теңдеу қолданылады

$$w = c_p T = \frac{\gamma pV}{\gamma-1} = \frac{c^2}{\gamma-1}. \quad (12)$$

Мұнда белгілі $c_p - c_v = R/\mu$ қатынасы ескеріледі. Соңында, иістің энтропиясы

$$s = c_v \ln \frac{p}{\rho^\gamma} = c_p \ln \frac{p^{1/\gamma}}{\rho}. \quad (13)$$

Осы теңдеуге тең болады.

Қозғалмайтын қозғалысты зерттеуге қайта оралайық және де жоғарыда алынған жалпы қатынастарды политропты иіске қолданайық. (12) теңдеудің мәнін (4) теңдеудің орнына қойып, стационарлық таралудың максималды жылдамдығы мынаған тең екенін анықтаймыз;

$$v_{max} = c_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}. \quad (14)$$

Критикалық жылдамдық үшін (7) теңдеуді қолданамыз:

$$\frac{c_*^2}{\gamma-1} + \frac{c_*^2}{2} = w_0 = \frac{c_0^2}{\gamma-1},$$

Апарып орнына қойамыз, сонда бізде төмендегідей теңдеу аламыз

$$c_* = c_0 \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}}. \quad (15)$$

Бернулли (1) теңдеуі (11) өрнекті жылулық функцияның орнына қойғаннан кейін таралу сызығының еркін нүктесіндегі температура мен жылдамдық арасындағы байланысты береді; қысым мен тығыздық үшін ұқсас қатынастарды Пуассон адиабаталық теңдеуін пайдаланып жазуға болады:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma. \quad (16)$$

Осылайша, біз келесі маңызды формулаларды аламыз:

$$T = T_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{v^2}{c_0^2}\right) = T_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{v^2}{c_*^2}\right),$$

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{v^2}{c_0^2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \rho_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{v^2}{c_*^2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (17)$$

$$p = p_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{v^2}{c_0^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = p_0 \left(1 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{v^2}{c_*^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}.$$

Кейде бұл қатынастарды басқа шамалар бойынша жылдамдықты анықтайтын формада қолдану ыңғайлы:

$$v^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\gamma-1}\right]. \quad (18)$$

Газ жылдамдығы мен v жылдамдығын байланыстыратын қатынасты да жазайық:

$$c^2 = c_0^2 - \frac{\gamma-1}{2} v^2 = \frac{\gamma+1}{2} c_*^2 - \frac{\gamma-1}{2} v^2. \quad (19)$$

Осы жерден M және M_* сандары бір-бірімен қатынас арқылы байланысқанын көреміз

$$M_*^2 = \frac{\gamma+1}{2/M^2 + \gamma - 1}. \quad (20)$$

$M, 0$ –ден ∞ –ға дейін өскенде, $M_*^2, 0$ –ден $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ өседі.

Соңында біз температураның, қысымның және тығыздықтың критикалық мәндерінің өрнектерін ұсынамыз; олар (17) формулалардан $v = c_*$ кезінде алынады:

$$T_* = \frac{2T_0}{\gamma+1}, p_* = p_0 \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \rho_* = \rho_0 \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}. \quad (21)$$

Қорытындылай келе, мұнда алынған нәтижелер соққы толқындары пайда болмайтын қозғалысқа қатысты екенін атап өтейік. Соққы толқындары болған жағдайда (3) теңдеу орындалмайды: таралу сызығы соққы толқыны арқылы өткенде иістің энтропиясы артады.

Дегенмен, Бернулли теңдеуі (2) соққы толқыны болған кезде жарамды болып қала беретінін көреміз, өйткені $w + v^2/2$ дәл үзіліс бетінен өткенде сақталатын шамалардың бірі болып табылады, онымен бірге (15) теңдеу де жарамды болып қалады.

Қолданылған әдебиеттер тізімі:

1. G. Poulipoulis, G. N. Throumoulopoulos, H. Tasso // Axisymmetric equilibria with anisotropic resistivity and toroidal flow, *Journal of Plasma Physics*, 2006. - Vol. 72. - № 2. -pp. 213 - 228
2. P. Poonam, N. Deo // Current correlation functions for chemical sensors based on DNA decorated carbon nanotube, 2008.
3. Laszlo B. Kish, Hung C. Chang, Maria D. King, Chiman Kwan, James O. Jensen, Gabor Schmera // Fluctuation-Enhanced Sensing for Biological Agent Detection and Identification, 2009.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшинц.- Гидродинамика, VI-том, 2001, -pp. 444-504