

ЗА ЕДНА МЕТОДА НА ИДЕНТИФИКУВАЊЕ НА НАЕЛЕКТРИЗИ- РАНИТЕ ЧЕСТИЦИ

Д. Н. КАЧУРКОВ

УВОД. Главна карактеристика на високоенергетските нуклеарни реакции е стварањето на поголем број фрагменти, меѓу кои и различни елементарни честици. При испитувањето на овие реакции основно прашање претставува точното идентификување на продуктите на реакцијата, односно точното одредување на нивните маси, енергии и електрични полнежи.

Постојат различни методи на детекција на нуклеарните зрачења, меѓу кои и методот на фотонуклеарна емулзија. Особините на фотонуклеарната емулзија, како што се: големата запирна моќ на набиените честици, големата просторна резолуција, високата прецизност при мерењето на дометот и специфичната јонизација како и скоро нултото мртво време, ги чинат необично погодни, а често пати незаменливи и единствено можни при детекцијата на високоенергетските честици. Ово е возможно благодарение на т. н. нуклеарни стакови, составени од повеќе десетици дебели фотонуклеарни плочи, кои се во состојание да зауважат и честици со енергија од неколку Gev-a.

Набиената честица проваѓајќи низ нуклеарната емулзија, взаимнодејствува со атомите од емулзијата и создава траен видлив траг, чии карактеристики зависат од природата на честицата и нејзината брзина. Поедините карактеристики на честиците-масата, брзината и електричниот полнеж (M, v, Z), на одреден начин се претвараат во мерливи параметри на трагот во емулзијата. Такви мерливи параметри на трагот се, неговата должина (R), специфичната јонизација и расејувањето, кои зависат од масата, брзината и полнежот на честицата.

Во зависност од тоа, кои карактеристики на трагот се најпогодни за мерење во даден случај, разликуваме неколку методи на идентификување на честиците, секоја со свои добри и лоши страни во одредени области на практичната примена. Најразвиените и најчесто применувани методи досега се: 1. Домет-густина на зрна (R_g -метода), 2. Домет-расејување (R_{α} -метода) и 3. Густина на зрна-расејување (g_{α} -метода).

Дометот на честицата претставува најсигурен параметар на трагот, од кого може со најголема точност да се одреди брзината на честицата. Поради тоа, секогаш кога е возможно се користат првите две методи, додека третата се користи кога трагот не завршува во емулзијата.

Густината на зрната (g) се покажала како прилично несигурна мерка за јонизацијата, во која субјективниот фактор има големо влијание, кога се работи за специфични јонизации неколку пати поголеми од минималната. Во тие области, како пообјективни мерки се употребуваат густината на групи зрна наречени blob-ови, или густината на празнините измеѓу зрната или blob-овите, наречени gar-ови. 1954 година O'Ceallaigh [1] покажал дека должинската расподела на gar-овите во трагот е експоненцијална функција од некој фактор, кој е мерка за средната должина на gar-овите. Истиот резултат бил потврден и од Fowler и Percins [2] во 1955 година. Од тогаш почнува да се испитува средната должина на gar-овите како мерлив параметар на трагот и неговото користење за идентификување на честиците.

Оваа работа имено претставува прилог кон разработувањето и користењето на т.н. „метода на средната должина на gar-овите“, чии мерни параметри се, средната должина на gar-овите (G) во некој сегмент на трагот и припадниот резидуален домет (R_s).

ЈОНИЗАЦИОНИ ЗАГУБИ. Набиената честица проваѓајќи низ материјата, губи енергија поради интеракцијата со нејзините атоми при што тие се ексцитираат или јонизираат. Вкупните специфични јонизациони загуби се дадени со познатата Bethe-ова формула [3]

$$-\frac{dE}{dR} = \frac{2Cm_e c^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2)^2 I(Z)} - 2\beta^2 \right] \quad (1)$$

каде C – претставува материјална константа на дотичната средина, m_e – маса на електронот, $I(Z)$ – среден јонизационен потенцијал, c – брзина на светлината и $\beta = \frac{v}{c}$ – брзина на честицата.

Од формулата се гледа дека загубите не зависат од масата на честицата (M), а главно зависат од нејзината брзина и тоа $\frac{dE}{dR} \sim \frac{1}{v^2}$.

Бидејќи способноста за развивање на халогениот кристал во нуклеарната емулзија зависи од бројот на створените јонски парови при проваѓањето на набиената честица, затоа густината на развиените зрна во трагот ќе биде пропорционална, или во обшт случај некоја функција [4] од специфичните загуби на енергијата, односно

$$g = F\left(\frac{dE}{dR}\right) \quad (2)$$

Од Bethe-овата формула имаме

$$\frac{dE}{dR} = f(v) \quad (3)$$

на према тоа и

$$g = F_1(v) \quad (4)$$

Значи, густината на зрната е функција само од брзината на честицата.

Ползувајќи ја релацијата меѓу дometот и енергијата [5] добиена со интеграција на Bethe-овата формула

$$F(v) = Z^2 \left(\frac{R}{M} \right) \quad (5)$$

добиваме

$$g = F_2 \left(\frac{R}{M} \right) \quad (6)$$

каде функцијата F_2 е дадена како приближно степена функција од дometот R .

Според тоа, ако на два трага кои припадат на две различни честици со исти Z , најдеме две точки со исти густини на зрна ($g_1 = g_2$), тогаш од равенката (6) следува

$$\left(\frac{R_1}{M_1} \right)_g = \left(\frac{R_2}{M_2} \right)_g \quad (7)$$

каде R_1 и R_2 претставуваат резидуалните дometи на честичите, мерени од точките со еднакви густини до краевите на траговите, а M_1 и M_2 се нивните маси.

Ако е масата на едната честица позната (на пример, масата на протонот кој најчесто се употребува за калибрирање), тогаш мерејќи ги одговараштите резидуални дometи, ја одредуваме масата на непознатата честица. Тоа е основниот принцип за одредување на масата со помош на јонизацијата.

СРЕДНА ДОЛЖИНА НА GAR-ОВИТЕ. Експерименталните испитувања на O'Seallaigh покажале дека должинската расподела на гар-овите е дадена со

$$N(G) = N_0 e^{-\Gamma G} \quad (8)$$

каде $N(G)$ – претставува број на гар-овите подолги од G , N_0 – вкупниот број на гар-овите, а експоненцијалниот фактор Γ (gar length coefficient) претставува мерка за средната должина на гар-овите, односно $\frac{1}{\Gamma} = \bar{G}$

На тој начин O'Seallaigh прв го воведува појмот „средна должина на гар-овите“ и употребува како мерка за јонизацијата. Barkas [6] теориски докажал дека O'Seallaigh-евиот коефициент Γ е идентичен со густината на зрната (g), што значи да g и \bar{G} се едноставно поврзани со релацијата $g = \frac{1}{\bar{G}}$. Поради тоа, ако во два трага најдеме две точки со еднакви густини,

тогаш и средните должини во тие точки ќе бидат еднакви. Според тоа, релацијата (7) ќе важи и за било кои две точки од два трага, во кои средните должини на гар-овите им се еднакви, односно

$$\left(\frac{R_1}{M_1} \right)_{\bar{G}} = \left(\frac{R_2}{M_2} \right)_{\bar{G}} \quad (9)$$

која дава можност да ја одредиме масата на едната честица ако ја знаеме масата на другата.

\bar{G} е пообјективна мерка на јонизацијата од g поради тоа што не е осетлива, или е сосема малку осетлива на степенот на развивањето, лесно се воведува корекција поради наклонот на трагот, посигурно е нејзиното мерење и интервалот на нејзината примена е поширок. Della Corte [7] користејќи специјален модел за формирање на трагот, докажал теориски дека степенот на развивањето на емулзијата не влијае на \bar{G} , додека Winzeler [8] покажал дека стварната \bar{G} при наклонетите трагови под агол δ се навоѓа преку релацијата

$$\bar{G} = \frac{\bar{G}'}{\cos \delta} \quad (9)$$

каде \bar{G}' е хоризонталната проекција на \bar{G} која ја мериме. Нашите мерења ја потврдија важноста на оваа релација за агли до околу 50° .

ГРАНИЦИ НА МЕТОДАТА. Бидејќи густината на зрната е потенцијална функција од дометот R (рав. 6), а $g = \frac{1}{G}$, можеме да очекуваме да и \bar{G} биде слична функција од R , односно

$$\bar{G} = aR^b \quad (10)$$

каде a и b се коефициенти.

Зависноста меѓу \bar{G} и R ја карактеризира методата и одредува границите на нејзината примена. Мерењата покажаа дека зависноста (10) е одржана се до $\bar{G} = 0,5\mu$ што одговара на густина на зрната од $200/100\mu$, додека границата на истата зависност меѓу g и R е одржана само до $g = 100/100\mu$. Во подрачјата каде е $\bar{G} < 0,5\mu$ јонизацијата толку силно варира со R , да е практички невозможно да се избере сегмент кој ќе биде доволно долг да би дал задоволителна статистика за одредување на \bar{G} . Од друга страна, мерењата на \bar{G} можат да се вршат само на сегменти кои се толку кратки да јонизацијата во нив може да се смета константна.

Примената на методата кај наклонетите трагови е ограничена на околу 45° , поради тоа што дисторзијата на трагот од стегање на емулзијата е голема, а грешките при мерењето се така големи да неможеме да бидеме сигурни во резултатите.

Зависноста меѓу \bar{G} и R теориски може да се добие појдувајќи од емпирискиот однос меѓу енергијата и дометот ($E - R$) за IG5 емулзија [5], кој за $Z = 1$ гласи

$$E = 0,251 M^{0,419} R^{0,581} \quad (11)$$

каде M е во m_p (протонски маси), R во μ и E во MeV ,

Бидејќи да е $g \sim \frac{dE}{dR}$, од (11) добиваме

$$g \sim \left(\frac{M}{R}\right)^{0,419} \quad (12)$$

односно

$$\bar{G} \sim \left(\frac{R}{M}\right)^{0,419} \quad (12)$$

Според тоа, потенцијалната зависност (10) е оправдана и теориската вредност на коефициентот \bar{h} за IG5 емулзија изнесува 0,42 додека коефициентот \bar{a} зависи од масата на честицата. Поради тоа, за секоја честица со $Z = 1$ се добива одредена крива на зависноста со исти коефициент \bar{h} , а различни коефициенти \bar{a} . Такви криви, ако се еднаш добијат, можат да служат за идентификување на честиците со мерење на \bar{G} на одреден сегмент на трагот и одговараштиот резидуален домет (R_s).

Вредностите на коефициентите \bar{a} и \bar{h} зависат не само од типот на емулзијата но и од степенот на развивањето [7]. Поради тоа, е неопходно да се истите одредат експериментално за секој стак, а со тоа добијат група калибрациони криви.

МЕРЕЊЕ НА СРЕДНАТА ДОЛЖИНА НА ГАР-ОВИТЕ. Основен проблем при користењето на методата ($\bar{G}R$) за идентификување на честиците, претставува точното одредување на \bar{G} . Тоа го чиниме врз основа на експоненцијалната расподела на гар-овите дадена со изразот

$$N(G) = N_0 e^{-\frac{G}{\bar{G}}} \quad (13)$$

каде $N(G)$ претставува број на гар-ови подолги од G , а N_0 - вкупниот број на гар-ови.

На семилогаритамска хартија оваа зависност претставува права линија, за чие добивање се потребни најмалку две точки, односно две должини - G_1 и G_2 .

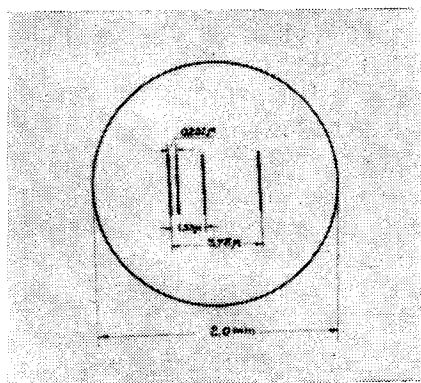
Должинската расподела ја одредуваме со уредот прикажан на сл. 1, кој се состои од биолошки бинокуларни микроскоп „Zeiss Jena“, електромотор со прецизен преносен механизам и три електрични бројача сврзани паралелно. Во едниот окулар на микроскопот се навоѓа специјална скала (сл. 2) со која должински ги раздвојуваме гар-овите. Со неја мериме три должини на гар-овите: $G_1 = 0,202\mu$, $G_2 = 1,33\mu$ и $G_3 = 3,78\mu$.

Кога трагот, односно еден негов сегмент долг околу 1 mm сме го наместили хоризонтално под микроскопот, го померуваме со помош на електромоторот, а со бројачите ги броиме гар-овите подолги од G_1 , односно G_2 , односно G_3 . Нивните броеви N_1 , N_2 и N_3 на семилогаритамска хартија ја даваат зависноста $N - G$. Точките $G_i N_i$ треба да бидат такви да што

поточно одредуваат права, водејќи сметка за релативните грешки на поедините точки, која се изразува со $\frac{1}{\sqrt{N_i}}$, каде N_i е број на гар-ови со одредена должина. Во случај да расипувањето е големо, мерењата треба да се повторат. Вкупниот број на гар-ови N_0 , го одредуваме со екстраполација.



Сл. 1



Сл. 2

\bar{G} зависи само од наклонот на правата, па поради тоа можеме да ја померуваме паралелно сама на себе, а да при тоа \bar{G} не си ја промени својата вредност. Ако добиената права ја транслираме така да N_0 биде равно на $100e$, тогаш со логаритмирање на рав. (13) добиваме

$$\ln N = \ln 100 + 1 - \frac{G}{\bar{G}} \quad (14)$$

Очигледно за $N=100$, ќе имаме $\bar{G}=G$. Според тоа, \bar{G} го навоѓаме од пресекот на транслираната права со ординатата $N=100$. Ако е трагот наклонет, вршиме корекција според рав. (9).

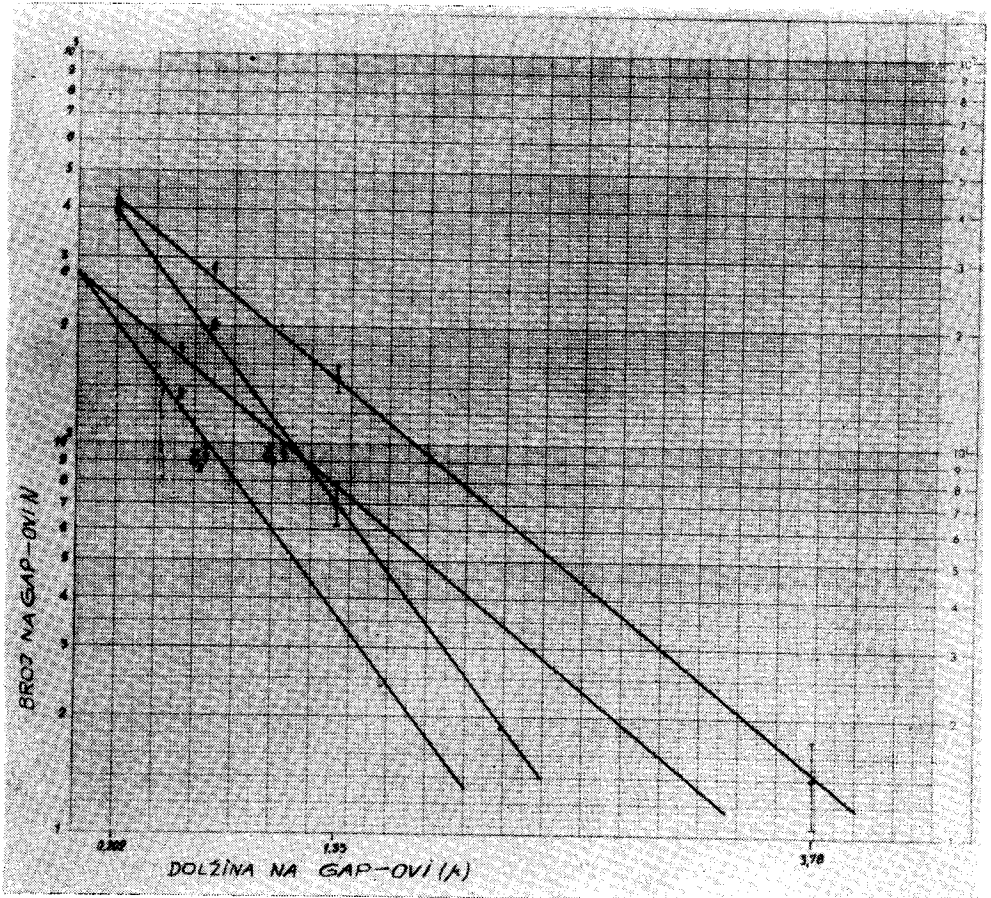
На сл. 3 сме прикажале одредување на \bar{G} во две точки на исти траг. При тоа е мерен сив траг, односно траг чија густина g лежи во интервалот од 0,35 до 1,72 зрна/ μ , чиј домет изнесува $R=32,5$ mm. Мерени се сегменти на почетокот ($R_s=30,4$ mm) и крајот ($R_s=8,5$ mm) на трагот. Должинските расподели на гар-овите се означени респективно со 1 и 2, а одговараштите вредности на \bar{G} изнесуваат $\bar{G}_1=1,10\mu$ и $\bar{G}_2=0,66\mu$.

Така одредено \bar{G} содржи извесна грешка, која резултира од два извора;

а) Статистичка грешка – која доваѓа поради статистичкиот карактер на \bar{G} . Она се изразува со $s = \frac{\bar{G}}{\sqrt{N}}$, каде N претставува вкупниот број на мерени гар-ови. Обично \bar{G} се мери на сегменти од околу 1 mm, а N е околу 500. Оваа грешка во проценти се движи од 4 до 8%.

б) Субјективна грешка на набљудувачот. Експериментите покажаа дека при едноподруго мерење на \bar{G} на исти сегмент, се добиваат резултати кои отстапуваат до 5%, што зависи од увежбаноста на набљудувачот. Оваа грешка може да се избегне или намали, ако се извршат неколку мерења на исти сегмент и од нив земе средна вредност.

ДОБИВАЊЕ НА КАЛИБРАЦИОНИТЕ ЛИНИИ ЗА ЧЕСТИЦИ СО $Z=1$. Калибрационите линии се добиваат со мерења на познати трагови, чиј идентитет сме го предходно утврдиле со помош на другите методи.



Сл. 3

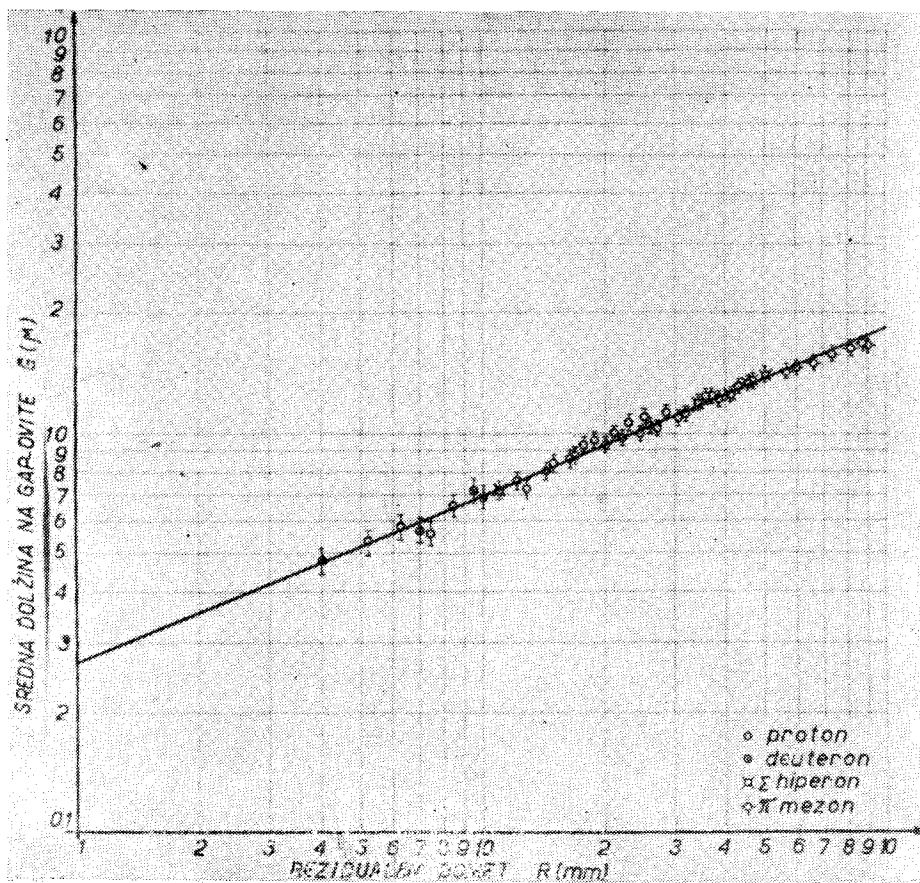
Оваа калибрација е вршена на фотонуклеарниот стак на одделењето за високи енергии при Физичкиот институт на СР Србија, од типот IG5, озрачен со K^- мезони од 1,5 Gev с во CERN-Женева, а развиен во лабораториите на „Université libre“ во Брисел.

Ние практички ја одредуваме зависноста меѓу \bar{G} и R за протон дадена со равенката (10), односно

$$\bar{G}_p = a R_p^b \quad (10)$$

а за останатите честици со $Z=1$, линиите се добиваат со транслација врз основа на релацијата (7).

За одредување на коефициентите a и b сме извршиле низ мерења на \bar{G} и одговараштите резидуални домети R , на познати протони, како и познати π -мезони, Σ -хиперони и деутерони (H_1^0), чии домети ги транс-



Сл. 4

формираме во домети на протони преко релацијата (7). При тоа сме добиле вредности за 44 точки [9] кои се покажаа доволни за добивање на калибрационата линија. Овие вредности се нанесени на log-log хартија на сл. 4, каде е повлечена и одговараштата линија. Линијата е повлечена со помош на коефициентите \underline{a} и \underline{b} , кои ги одредивме по методата на најмалите квадрати [10], а изнесуваат $a = 0,268$ и $b = 0,416$. Веројатните грешки при пресметнувањето на \underline{a} и \underline{b} изнесуваат $\sigma_a = \pm 0,006$ и $\sigma_b = \pm 0,004$. Според тоа, стварните вредности на коефициентите изнесуваат

$$a = 0,264 \pm 0,006 \text{ и } b = 0,416 \pm 0,004,$$

или со заокружување

$$a = 0,27 \pm 0,01 \text{ и } b = 0,42 \pm 0,01,$$

а стварната функционална зависност меѓу \overline{G} и R , која одговара на добиената калибрациона линија за протон на сл. 4 е

$$\overline{G}_p = (0,27 \pm 0,01) R^{(0,42 \pm 0,01)}$$

Користејќи ја релацијата (7), ги добиваме калибрационите линии за останалите честици со $Z=1$. На пример, ако π -мезон и протон имаат исти \overline{G} во одредени сегменти, тогаш нивните резидуални домети се однесуваат како нивните маси, односно

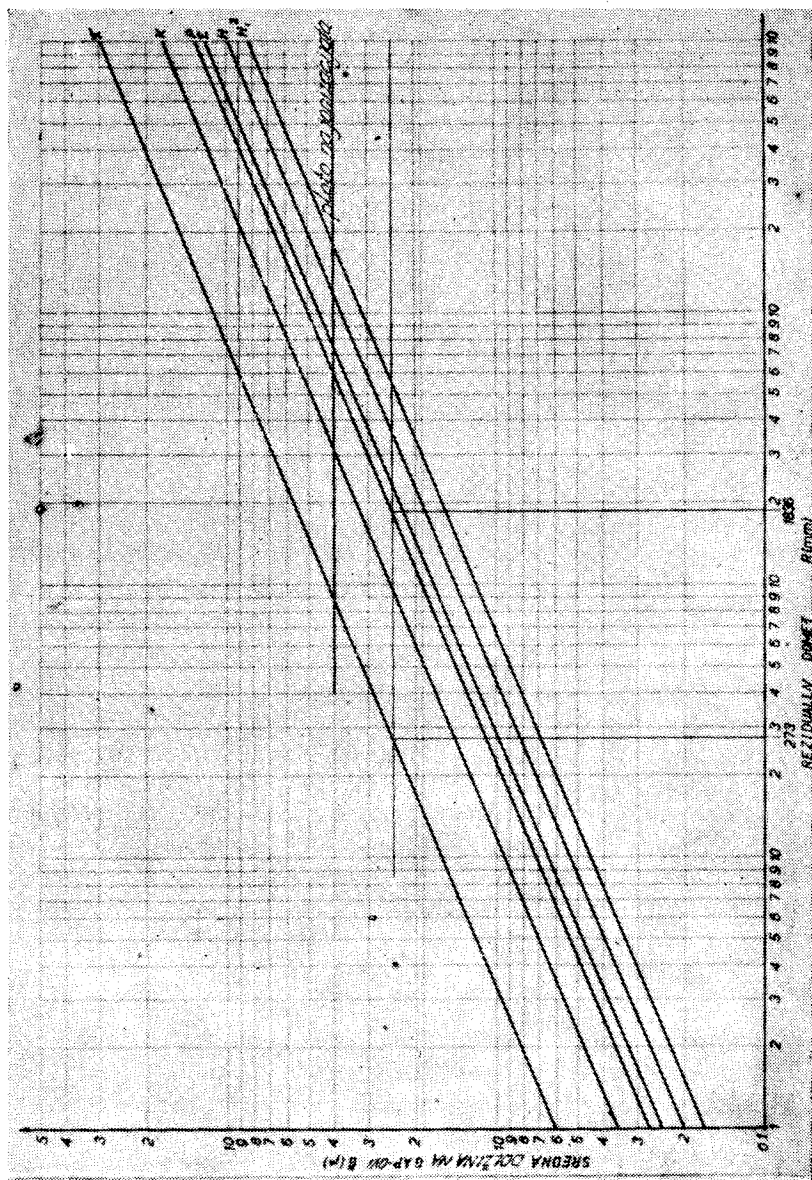
$$\frac{R_p}{R_\pi} = \frac{1836}{273}$$

Поради тоа, низ точката одредена со $R=273$ и \overline{G} исто како за $R_p=1836$ повлекуваме паралелна линија со таа на протонот, како е покажано на сл. 5.

На истата слика се дадени калибрационите линии на неколку честици со $Z=1$, а исто така е означено и платото на јонизацијата, кое сме го одредили на релативистички трагови од K^- и π^- мезони. Тоа практички ја означува горната граница на примената на методата (\overline{GR}), додека долната беше $\overline{G}=0,5\mu$.

ИДЕНТИФИКУВАЊЕ НА ЧЕСТИЦИТЕ. Добиените калибрациони линии на сл. 5 за споменатиот стак, ги користиме за прилично брзо и сигурно идентификување на честиците, кои се јавуваат како продукти на интеракцијата на K^- мезоните со јадрата на фотонуклеарната емулзија.

Ако трагот завршува во емулзијата, тогаш го мериме \overline{G} на еден сегмент од трагот, како и припадниот резидуален домет R_s од крајот. Добиените вредности (\overline{GR}_s) одредуваат една точка, која лежи на една од калибрационите линии или во нејзина близина. Имајќи ја предвид грешката која ја чиниме при мерењето на \overline{G} (грешката при мерењето на R е занемарлива во однос на првата) веднаш можеме да констатираме на која честица и припада трагот. Во колку идентификувањето не е сигурно со една точка што е често случај кога се работи за протон и Σ^- -хиперон, тогаш е пожелно да се извршат мерења за повеќе точки.



Сл. 5

Ако трагот не завршува во емулзијата, што е многу чест и важен случај, тогаш мериме \bar{G} во два сегмента од трагот чие меѓусебно растојание е ΔR . Добиените вредности ги нанесуваме на графиконот со калибрационите линии и бараме на која линија и одговара ΔR со најмала грешка.

Идентификувањето е во толку посигурно во колку е $\Delta \bar{G}$ поголемо. За $\Delta \bar{G} < 0,05\mu$ неможеме да бидеме сигурни во примената на методата.

Енергијата, односно брзината на така идентификуваната честица, ја одредуваме од нејзиниот домет (R) врз основа на познатите релации измеѓу дометот и енергијата за поодделните честици. Ако трагот не завршува во емулзијата, неговиот домет го одредуваме според \bar{G} на почетокот на трагот одкога сме го идентификували, а потоа и енергијата, односно брзината на честицата.

ЗАКЉУЧОК. Испитувањата покажаа дека средната должина на гаровите (\bar{G}), во доволно широк интервал на специфичната јонизација, може да се смета како сигурна мерка на јонизацијата.

Практичната примена на методата (GR) преку калибрационите линии добиени во оваа работа, покажа дека таа е побрза, поедноставна и посигурна од другите јонизациони методи, а интервалот на нејзината примена поширок.

ABOUT ONE METHOD FOR IDENTIFIKATION OF CHARGED PARTICLES

D. N. KAČURKOV

(S u m m a r y)

The possibility of the meangaps length (\bar{G}) has been investigated, for identifikation of charged particles detekted by photonuclear emulsion tipe Ilford G—5.

The measurements have shown, that \bar{G} can be considered as a certain measure for the ionization, in a satisfactory wide interval of the specific ionization. The arrangement on Fig. 1. enables pretty quick determination of the gaps' lenth distribution in a given segment of the trace (Fig. 3), and from this the value of \bar{G} in the segment.

Barkas [6] proved theoretically that $g = \frac{1}{\bar{G}}$. Because of that, the same relation will hold for \bar{G} as those for g . Since the density of the grains g is a potential function of the range R (eq. 6.) one should expect similar function for \bar{G} , namely

$$\bar{G} = a R^b$$

where the coefficient b depends upon the tipe of emulsion, charge and degree of development, while the coefficient a depends upon the particle's mass.

For the particles with the same Z , the coefficient b is the same therefore the plot of $\bar{G}-R$ in a log—log paper presents parallel lines.

The coefficients a and b should be determined separately for every stack, which has been done in this work for our stack (Belgrade stack IG-5, irradiated by K^- mesons of 1,5 Gev/c.)

A number of measurements of \bar{G} and corresponding residual range R_s has been performed for known protons, as well for a known π -mesons, Σ -hiperons and deuterons (H_1^2), which has been identified by the other methods of the identification. The ranges of π -mesons, Σ -hiperons and deuterons has been transformed in corresponding ranges of protons by relations (7).

Using the method of the minimal squares, it has been determined the coefficients a and b , whose approximative values are:

$$a = 0,27 \pm 0,01 \text{ and } b = 0,42 \pm 0,01.$$

The gage lines for the protons obtained by use 44 points, is shown on Fig. 4. The gage lines for a few particles with $Z=1$ are shown on the Fig. 5, obtained by translation of the line for proton on the bases of relation (7). Measuring \bar{G} and corresponding R_s and using the gage lines, it is straight forward procedure to identify quickly and correctly any charged particle with $Z=1$.

The application of the gage lines, shows that the method ($\bar{G}R$), in a pretty wide interval of the specific ionization, is quicker, simpler and safer than the other ionization methods.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] — C. O'Ceallaigh, B. S, 11 (1954)
- [2] — P. H. Fowler and D. H. Perkins, Phil. Mag. 46, 587 (1955)
- [3] — H. A. Bethe, Zeits. Physik, 76, 293, (1932)
— Livingston and Bethe, Rev. Mod. Physik, 9, 245, (1937)
- [4] — P. H. Fowler, Phil. Mag. 41, 169 (1950)
- [5] — C. F. Powell, P. H. Fowler and D. H. Perkins, The Study Of Elementary Particles By The Photographik Method, London (1959)
- [6] — W. Barkas, UCRL, 9181
- [7] — M. Della Corte, M. Ramat and L. Ronchi, Nuovo Cimento, 10, 509 (1953)
- [8] — H. Winzeler, Докторска дисертација (1955) — необјавена
- [9] — Д. Н. Качурков, Магистарска работа (1964) — необјавена
- [10] — Worthing, Treatment Of Eksperimental Date, 294, London (1959).