



ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
YEREVAN STATE UNIVERSITY

СТУДЕНЧЕСКОЕ НАУЧНОЕ ОБЩЕСТВО
STUDENT SCIENTIFIC SOCIETY

ISSN 1829-4367

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ СНО ЕГУ

COLLECTION OF SCIENTIFIC ARTICLES OF YSU SSS

1.1 (27)

Естественные и физико-математические науки

(География и геология, информатика и прикладная математика,
биология, химия, фармацевтика, физика и радиопизика)

Natural and Physical-Mathematical Sciences

(Geography and Geology, Informatics and Applied Mathematics,
Biology, Chemistry, Pharmacy, Physics and Radiophysics)

ЕРЕВАН - YEREVAN
ИЗДАТЕЛЬСТВО ЕГУ - YSU PRESS
2019

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
ՈՒՍԱՆՈՂԱԿԱՆ ԳԻՏԱԿԱՆ
ԸՆԿԵՐՈՒԹՅՈՒՆ

ISSN 1829-4367

ԵՊՀ ՈՒԳԸ ԳԻՏԱԿԱՆ ՀՈԴՎԱԾՆԵՐԻ ԺՈՂՈՎԱԾՈՒ

1.1 (27)

Բնական և ֆիզիկամաթեմատիկական գիտություններ

(աշխարհագրություն և երկրաբանություն, ինֆորմատիկա և կիրառական
մաթեմատիկա, կենսաբանություն, քիմիա, ֆարմացիա, ֆիզիկա և ռադիոֆիզիկա)

ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
2019

Հրատարակվում է ԵՊՀ գիտական խորհրդի որոշմամբ
Издаётся по решению Ученого совета ЕГУ
Published by the resolution of the Academic Council of YSU

Խմբագրական խորհուրդ՝

ա.գ.դ., պրոֆ. Թ. Վարդանյան
կ.գ.դ., պրոֆ. Լ. Նավասարդյան
ֆ.մ.գ.դ., պրոֆ. Ռ. Ալավերդյան
ֆ.բ.գ.դ., դոց. Ա. Բալաբեկյան
ֆ.մ.գ.դ., դոց. Ե. Մամասախլիսով
ֆ.մ.գ.դ., դոց. Տ. Հակոբյան
ա.գ.թ., դոց. Ս. Սուվարյան
ա.գ.թ., դոց. Գ. Ալեքսանյան
Ե.գ.թ., դոց. Մ. Գրիգորյան
կ.գ.թ., դոց. Հ. Փանոսյան
տ.գ.թ., դոց. Հ. Հարոյան
ֆ.մ.գ.թ., դոց. Ս. Մխիթարյան
ք.գ.թ., դոց. Ի. Ալեքսանյան
ք.գ.թ., դոց. Ա. Մարտիրոսյան
ֆ.մ.գ.թ., ասիստ. Ա. Մանասեյան
ֆ.մ.գ.թ., ասիստ. Ա. Վարդանյան
ֆ.մ.գ.թ. Մ. Ալեքսանյան
ֆ.մ.գ.թ. Տ. Աբրահամյան

Редакционная коллегия:

д.г.н., проф. Т. Ваданян
д.б.н., проф. Л. Навасардян
д.ф.м.н., проф. Р. Алавердян
д.ф.м.н., доц. А. Балабекян
д.ф.м.н., доц. Е. Мамасакхлисов
д.ф.м.н., доц. Т. Акобян
к.г.н., доц. С. Суварян
к.г.н., доц. Г. Алексанян
к.г.н., доц. М. Григорян
к.б.н., доц. О. Паносян
к.т.н., доц. О. Ароян
к.ф.м.н., доц. С. Мхитарян
к.х.н., доц. И. Алексанян
к.х.н., доц. А. Мартирян
к.ф.м.н., ассист. А. Манаселян
к.ф.м.н., ассист. А. Ваданян
к.ф.м.н. М. Алексанян
к.ф.м.н. Т. Абрамян

Editorial Board

DSc, Prof. T. Vardanyan
DSc, Prof. L. Navasardyan
DSc, Prof. R. Alaverdyan
DSc, Associate Prof. A. Balabekyan
DSc, Associate Prof. Y. Mamasakhlishov
DSc, Associate Prof. T. Hakobyan
PhD, Associate Prof. S. Suvaryan
PhD, Associate Prof. G. Aleksanyan
PhD, Associate Prof. M. Grigoryan
PhD, Associate Prof. H. Panosyan
PhD, Associate Prof. H. Haroyan
PhD, Associate Prof. S. Mkhitaryan
PhD, Associate Prof. I. Aleksanyan
PhD, Associate Prof. A. Martiryan
PhD, Assistant Prof. A. Manaselyan
PhD, Assistant Prof. A. Vardanyan
PhD M. Aleksanyan
PhD T. Abrahamyan

Հրատարակիչ՝ ԵՊՀ հրատարակչություն
Հասցե՝ ՀՀ, ք. Երևան, Ալ. Մանուկյան 1, (+374 10) 55 55 70, publishing@ysu.am

Հրատարակության նախապատրաստող ստորաբաժանում՝ ԵՊՀ ՈՒԳԸ
Հասցե՝ ՀՀ, ք. Երևան, Ալ. Մանուկյան 1, (+374 60) 71 01 94,
Էլ. փոստ՝ sss@ysu.am
ԵՊՀ ՈՒԳԸ հրատարակումների կայք՝ www.ssspub.y-su.am.

Հովհաննիսյան Բաբկեն

ԵՊՀ, Ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետ, մագիստրանտ
Գիտական ղեկավար՝ ֆ.մ.գ.թ., պրոֆ. Ա. Բաբաջանյան
Էլ. փոստ՝ babken.hovhannisyan.96@gmail.com

ԳԼՈՒԿՈՋԻ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՄՇՏԱԴԻՏԱՐԿՈՒՄԸ ՄԻԿՐՈԱԼԻՔԱՅԻՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

21-րդ դարում բարձր զգայունությամբ և ճշգրիտ կենսասենսորների մեծ պահանջարկ կա ինչպես կլինիկական մշտադիտարկման ու կենսաբանական հետազոտություններում, այնպես էլ սննդի արդյունաբերությունում: Գյուկոզի կենսասենսորները զարգացման ընթացքում ընդունել են մի քանի ձևեր, որոնք հիմնված են աշխատանքի՝ էլեկտրաքիմիական, օպտիկական, պիզոէլեկտրական, ջերմային կամ մեխանիկական սկզբունքների վրա [1]:

Լուծույթում գյուկոզի խտությունն ավելի լավ բնութագրելու համար սովորական մեթոդների փոխարեն օգտագործվել է առանց հայման և ներթափանցման մոտակա դաշտային միկրոալիքային միկրոզոնդով (ՄԴՄՄ՝ near-field microwave microprobe - NFMM) գնահատման հնարավորությունը: Բարձր զգայունությամբ ՄԴՄՄ-ն մշակվել է միկրոալիքային և միլիմետրային տիրույթի չափումների համար, որի կարևոր ունակությունը գյուկոզի ջրային լուծույթում առանց թափանցման և հայման գյուկոզի էլեկտրամագնիսական հատկությունների, մասնավորապես՝ գյուկոզի խտության որոշումն է [2]: Գյուկոզի խտության անընդհատ մշտադիտարկումը կարևոր նշանակություն ունի կլինիկական առումով: Այս աշխատանքում գյուկոզի խտության մոնիթորինգն իրականացվել է ՄԴՄՄ եղանակով: ՄԴՄՄ գյուկոզի կենսասենսորը կազմված է մեծ բարորակությամբ դիէլեկտրիկական ռեզոնատորից, որին միացված է մետաղական սրածայր զոնդը՝ համալրված համապատասխանաբար 4.5 ԳՀց աշխատանքային հաճախությունյան համար [3]: Գյուկոզի խտության փոփոխությամբ պայմանավորված՝ լուծույթի դիէլեկտրական թափանցելիությունների փոփոխությունը ուսումնասիրվել է ռեզոնատորի միքրոալիքային անդրադարձման S_{11} գործակիցների չափման միջոցով: Փորձերի արդյունքում ստացվել է գյուկոզի նվազագույն խտության չափման 0.5 մգ/մլ հնարավորություն:

Տեսություն. Աշխատանքում ուսումնասիրվել է ապակե տակդիր - գյուկոզի ջրային լուծույթ - օդ երեք միջավայրերով համակարգը: Երևույթի աշխատանքի սկզբունքը կարելի է բացատրել հարթ ալիքի մոդելով [4]: S_{11} անդրադարձման գործակիցի մեծությունը միջավայրի ալիքային դիմադրությամբ մեկնաբանվում է հետևյալ կերպ՝

$$S = 20 \log \left| \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \right|, \quad (1)$$

որտեղ S_{11} -ը միկրոալիքային անդրադարձման գործակիցն է, Z_0 -ն՝ զոնդի ծայրի կոմպլեքս ալիքային դիմադրությունը, $Z_0 = Z_0^R + jZ_0^I$, Z_{in} -ը՝ համակարգի մուտքային կոմպլեքս ալիքային դիմադրությունը, որը կարելի է գրել հետևյալ տեսքով՝

$$Z_{in} = Z_S \frac{Z_{ga} + jZ_S \tan(K_S t_S)}{Z_S + jZ_{ga} \tan(K_S t_S)}, \quad (2)$$

որտեղ K_S -ը տակդիրի ալիքային վեկտորն է (103 մ^{-1} , $\epsilon_S = 5$, 2 ԳՀգ -ի դեպքում), t_S -ը տակդիրի հաստությունն է (0.1 մմ), Z_S -ը՝ տակդիրի ալիքային դիմադրությունը (169 օհմ), Z_{ga} -ն գլուկոզ/օդ ենթահամակարգի կոմպլեքս ալիքային դիմադրությունն է, որը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$Z_{ga} = Z_a \frac{1 + jK_a \frac{V_g}{S_g}}{1 + jK_a \epsilon_g \frac{V_g}{S_g}}, \quad (3)$$

որտեղ V_g -ն և S_g -ն գլուկոզի նմուշի ծավալը և մակերեսն են տարրայում, իսկ Z_a -ն և K_a -ն՝ համապատասխանաբար օդի ալիքային դիմադրությունն (377 օհմ) ու ալիքային վեկտորն (46 մ^{-1} , 2 ԳՀգ -ի դեպքում): (2) և (3) արտահայտություններից մուտքային կոմպլեքս դիմադրության համար կարելի է գրել՝

$$Z_{in} \approx Z_a \frac{1 + K_a^2 \epsilon_g \frac{V_g^2}{S_g^2}}{K_a^2 \epsilon_g^2 \frac{V_g^2}{S_g^2}} + jZ_a \frac{1 - K_a^2 t_S \epsilon_g \frac{V_g}{S_g}}{K_a \epsilon_g \frac{V_g}{S_g}}, \quad (4)$$

որտեղ ϵ_g -ն գլուկոզի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է: (1) հավասարությունը կունենա հետևյալ վերջնական տեսքը՝

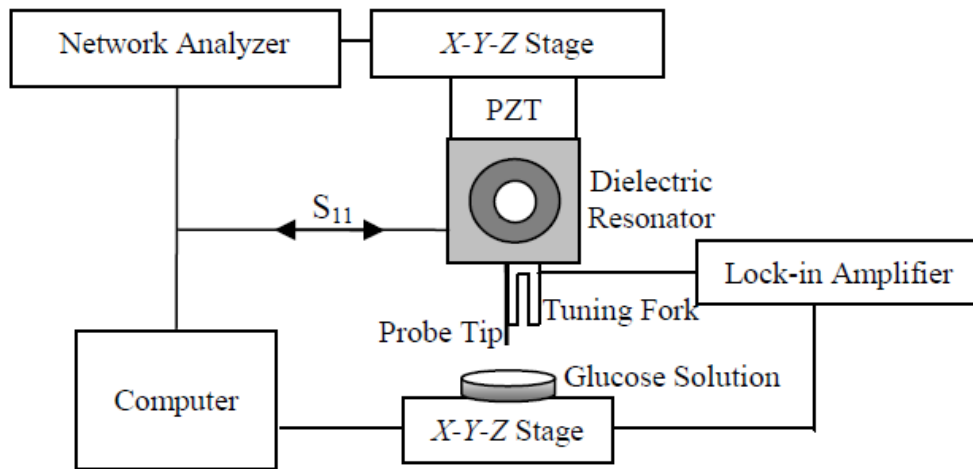
$$S_{11} = 20 \log \sqrt{\frac{(Z_{in}^R - jZ_0^R)^2 + (Z_{in}^I - Z_0^I)^2}{(Z_{in}^R + jZ_0^R)^2 + (Z_{in}^I + Z_0^I)^2}}. \quad (5)$$

Չափումների և տեսական հաշվարկները լավ համընկնում են, երբ զոնդի ծայրի կոմպլեքս դիմադրությունը կարգավորվում է $Z_0 = Z_0^R + jZ_0^I = 7.6 + j3.2$ արժեքով: Այսպիսով, երբ գլուկոզի խտությունը մեծանում է, անդրադարձման գործակիցը նվազում է՝ համաձայն (4) և (5) արտահայտությունների: Դիէլեկտրիկ թափանցելիության կախվածությունը լուծույթում գլուկոզի խտությունից գծային է և հաճախ արտահայտվում է δ մոլյար աճով: Գլուկոզի ջրային լուծույթի հարաբերական դիէլեկտրական թափանցելիությունը կարելի է գրել՝

$$\varepsilon_g = (\varepsilon'_\omega + c\delta' - j(\varepsilon''_\omega + c\delta'')), \quad (6)$$

որտեղ $\varepsilon_\omega = \varepsilon'_\omega - j\varepsilon''_\omega$ ջրի հարաբերական կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է ($\varepsilon'_\omega=77.388$ և $\varepsilon''_\omega = 8.242$, 2 ԳՀց-ի համար 25°C-ում), c -ն գլյուկոզի խտությունն է լուծույթում, իսկ $\delta = \delta' - j\delta''$ դիէլեկտրական թափանցելիության աճը՝ իրական և կեղծ մասերի համար, երբ գլյուկոզի խտությունը մեծանում է մեկ միավորով ($\delta' = 0.0577(\text{մգ/մլ})^{-1}$ և $\delta''=0.0015(\text{մգ/մլ})^{-1}$):

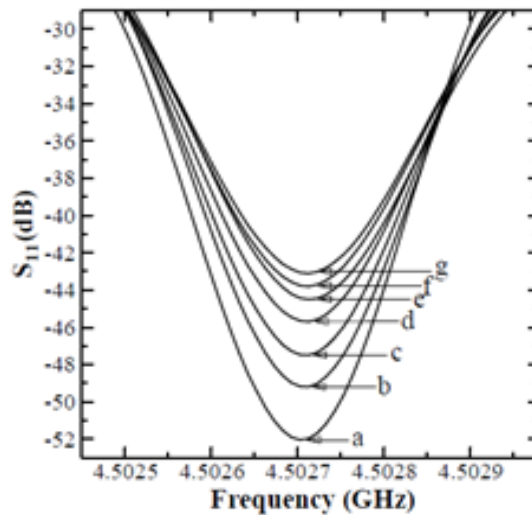
Սարքի փորձարարական սխեման. Փորձի ընթացքում օգտագործված ՄԴՄՄ-ի փորձարարական հիմնական սխեման պատկերված է Նկար 1-ում: Գլյուկոզի կենսասսեսնսորը կազմված է մեծ բարորակություններով դիէլեկտրիկական ռեզոնատորից, որը միացված է զոնդի ծայրին: Օգտագործելով կամերտոնով հետադարձ կապի համակարգը՝ զոնդ-նմուշ հեռավորությունը կարգավորվում է գլյուկոզի լուծույթի մակերևույթից՝ մոտ 0.5 մկմ հեռավորության վրա: Փորձում օգտագործած ոսկեծայր զոնդի տրամագիծը 50 մկմ է և ամրացված է կամերտոնի ոտքերից մեկին: 20 մկմ ծավալով տարբեր խտություններով գլյուկոզի լուծույթով նմուշները տեղադրվում են եռաչափ հարթակի վրա: Գլյուկոզի խտությունների փոփոխումները որոշելու համար չափվել է միկրոալիքային ռեզոնատորի S_{11} անդրադարձման գործակիցը 4.5 ԳՀց ռեզոնանսային հաճախության դեպքում:



Նկար 1. ՄԴՄՄ բլոկ սխեման, որը օգտագործվում է սլյալ հետազոտությունում:

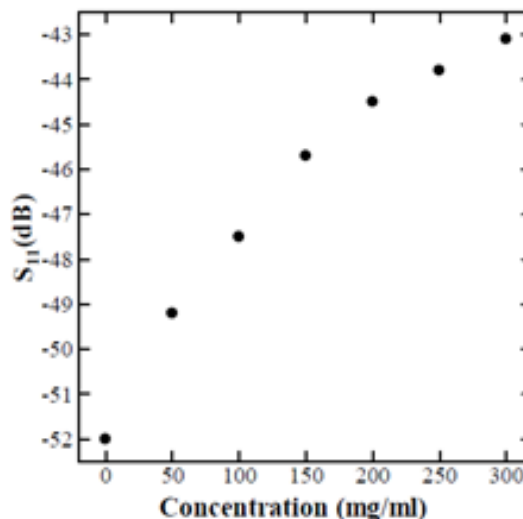
Բոլոր հետազոտություններն իրականացվել են 25 °C ջերմաստիճանում: Օգտագործվել է TE_{01} մոդը, որի համար ռեզոնատորի չբեռնավորված բարորակությունը 24000 է: S_{11} անդրադարձման գործակիցների չափման համար օգտագործվել է ցանցային վարլուծիչ:

Կիրառությունները. Նկար 2-ում պատկերված է գլյուկոզի խտությունով՝ միկրոալիքային անդրադարձման գործակցի կախումը թորած ջրից՝ մինչև 300 մգ/մլ՝ 50 մգ/մլ քայլով փոփոխելու դեպքում: Գլյուկոզի խտությունը ավելացման դեպքում դիտարկվում է միկրոալիքային ռեզոնատորների S_{11} անդրադարձման գործակցի աճ:



Նկար 2. S_{11} միկրոալիքային անդրադարձման գործակցի կախվածությունը հաճախությունից՝ (a) թորած ջուր, գլյուկոզի լուծույթ՝ (b) 50 մգ/մլ, (c) 100 մգ/մլ, (d) 150 մգ/մլ, (e) 200 մգ/մլ, (f) 250 մգ/մլ, և (g) 300մգ/մլ խտություններով:

Միկրոալիքային անդրադարձման S_{11} գործակցի փոփոխությունը պայմանավորված է գլյուկոզի լուծույթի դիէլեկտրիկական թափանցելիության փոփոխությամբ: Նկար 3-ում բերված է միկրոալիքային անդրադարձման S_{11} գործակցի գլյուկոզի խտությունից կախվածության վարքը: Թորած ջրի դեպքում S_{11} -ի արժեքը -52 դբ է: Գլյուկոզի խտության մեծացմանը զուգընթաց մեծացել է դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը, հետևաբար նաև՝ անդրադարձման գործակիցը: Անդրադարձման S_{11} գործակիցը թորած ջրում ունի նվազագույն արժեք:



Նկար 3. Միկրոալիքային անդրադարձման S_{11} գործակցի կախվածությունը գլյուկոզի խտությունից:

Անդրադարձման գործակցի առավելագույն արժեքը նկատվել է գլյուկոզի առավելագույն խտությամբ նմուշի դեպքում, այսինքն՝ 300 մգ/մլ: Գլյուկոզի զգայու-

նությունը բնութագրելու համար չափվել է S_{11} գործակիցը ցածր խտությունների դեպքում՝ մինչև 5 մգ/մլ՝ 0.5 մգ/մլ միջակայքով: Լուծույթների դիէլեկտրական թափանցելիությունների մեծացման հետևանքով անդրադարձման S_{11} գործակիցի ինտենսիվությունն աճել է (ինչպես որ սպասվում էր):

Եզրակացություն. Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ միկրոալիքային ռեզոնատորի S_{11} անդրադարձման գործակիցը 4.5 ԳՀց ռեզոնանսային հաճախության դեպքում միանշանակ կախված է լուծույթում գլյուկոզի խտությունից, իսկ ՄԴՄՄ մեթոդը կարող է օգտագործվել գլյուկոզի անընդհատ մշտադիտարկման նպատակով:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- [1] **Kim J., Babajanyan A., Hovsepyan A., Lee K., Friedman B.**, Microwave Dielectric Resonator Biosensor for Aqueous Glucose Solution, Rev. Sci. Instrum, 2008, 79:086107.
- [2] **Kim S., Kim J., Kim K., Lee J. H., Babajanyan A., Friedman B., Lee K.**, In Vitro Monitoring of Goat-Blood Glycemia with a Microwave Biosensor, Curr. Appl. Phys. 2014, 14, pp. 563-9.
- [3] **Kim S., Melikyan H., Kim J., Babajanyan A., Lee J. H., Enkhtur L., Friedman B., Lee K.**, Noninvasive In Vitro Measurement of Pig-Blood D-Glucose by Using a Microwave Cavity Sensor, Diabetes Res. Clin. Pract. 2012, 96, pp. 379-84.
- [4] **Lee K., Babajanyan A., Kim C., Kim S., Friedman B.**, Glucose Aqueous Solution Sensing by a Near-Field Microwave Microprobe, Sens. Actuators, 2008, A 148, pp. 28-32.

Հովհաննիսյան Բարկեն

ԳԼՅՈՒԿՈՋԻ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՄՇՏԱԴԻՏԱՐԿՈՒՄ ՄԻՔՐՈԱԼԻՔԱՅԻՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Բանալի բառեր՝ գլյուկոզ, միկրոալիքային մանրադիտակ, անդրադարձման գործակից, ալիքային դիմադրություն:

Մոտակա դաշտային միկրոալիքային միկրոզոնդի (ՄԴՄՄ՝ near-field microwave microprobe - NFMM) օգնությամբ դիտարկվել է ջրային լուծույթում գլյուկոզայի խտությունն՝ առանց հպման և ներթափանցման: Մեծ բարորակությամբ դիէլեկտրիկական ռեզոնատորով ՄԴՄՄ-ն թույլ է տալիս գրանցել գլյուկոզի խտության փոփոխությամբ պայմանավորված լուծույթի դիէլեկտրական թափանցելիությունների փոփոխությունն անդրադարձման S_{11} գործակիցների չափման միջոցով 4.5 ԳՀց աշխատանքային հաճախության համար: Փորձերի արդյունքում ստացվել է գլյուկոզի նվազագույն խտության չափման 0.5 մգ/մլ հնարավորություն: ՄԴՄՄ մեթոդը կարող է օգտագործվել գլյուկոզի անընդհատ մշտադիտարկման նպատակով:

Ованнисян Бабкен

НЕПРЕРЫВНЫЙ МОНИТОРИНГ КОНЦЕНТРАЦИИ ГЛЮКОЗЫ С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВОГО МЕТОДА

Ключевые слова: глюкоза, микроволновый микроскоп, коэффициент отражения, волновое сопротивление.

Мы наблюдали концентрацию глюкозы в растворах с использованием микроволнового микроскопа ближнего поля (ММБП). Вместо обычной техники мы используем возможности ММБП без контакта и без меток. ММБП с высокодобротным диэлектрическим резонатором позволяет наблюдать небольшие вариации относительной диэлектрической проницаемости, обусловленной изменениями концентрации глюкозы. Измеряя коэффициент отражения S_{11} при рабочей частоте около 4.5 ГГц мы смогли определить концентрацию глюкозы в растворе с разрешением 0,5 мг /мл. Биосенсор глюкозы с использованием ММБП обеспечивает уникальный подход к мониторингу концентрации глюкозы.

Hovhannisyan Babken

CONTINUOUS MONITORING OF GLUCOSE CONCENTRATION BY MEANS OF MICROWAVE METHOD

Key words: glucose, microwave telescope, reflection coefficient, wave impedance

We have observed the glucose concentration in solutions using a near-field microwave microprobe (NFMM). Instead of the usual technique, we take advantage of the noncontact and label-free evaluation capabilities of a NFMM. A NFMM with a high Q -factor dielectric resonator allows observation of small variations of the relative permittivity due to changes in the glucose concentration. By measuring the reflection coefficient S_{11} at an operating frequency near 4.5 GHz, we could observe the concentration of glucose with a detectable resolution of 0.5 mg/ml. A glucose biosensor using a NFMM provides a unique approach to monitor glucose concentration.

CHANNELING RADIATION OF A POSITRON BUNCH IN NANOTUBES TAKING INTO ACCOUNT THE MEDIUM INHOMOGENEITY

An anomalous increase in the mean free path of fast charged particles, moving almost parallel planes to the single-crystal (channeling) was explained by Lindhard [1]. The potential of individual atoms was replaced by a potential averaged over two coordinates and the critical angle of incidence was determined.

Unlike an undulator, where the particles oscillate at a given frequency, the frequency of the oscillations of the channeled particles depends on their energy. The problem of the emission of charged particles during channeling in the dipole approximation was considered by Kumakhov [2]. After the discovery of nanotubes [3], the trajectories of channeled positrons were investigated in [4], depending both on the points of entry into the nanotube and on the angle of incidence of positrons that are smaller than the Lindhard angle. The spectral distribution of the total radiation of a bunch of planar-channeled positrons was obtained in [5].

With parallel incidence, the positrons in the harmonic potential of a nanotube oscillate with the same frequency in planes containing the hit points and the axis of the nanotube. In the present work the spectral distribution of the radiation of a positron bunch channeled in nanotubes is found, and the inhomogeneity of the polarization of the medium is taken into account.

Spectral distribution of channeling radiation from positrons in a potential well of nanotubes. Let the positron move parallel to the axis of the nanotube at a distance $r = sR$ ($0 \leq s \leq 1$) from it, where R is the radius of the nanotube. Then the positron is channeled in the averaged potential field of the nanotube, that is, the motion of the positron is finite. The potential of a nanotube can be considered a harmonic potential with a depth of well U_0

$$U(s) = U_0 s^2 \quad . \quad (1)$$

In such a field, the positron oscillates with the frequency Ω_{ch} and the amplitude s

$$\Omega_{ch} = \frac{\Omega_0}{\sqrt{\gamma}} \quad , \quad \Omega_0 = \frac{c\sqrt{2\nu}}{R} \quad , \quad \nu = \frac{U_0}{mc^2} \quad . \quad (2)$$

where $\Omega_0 = (2\pi c)/l_0$ ($l_0 = (2\pi R)/\sqrt{2\nu}$) is an eigen frequency of a nanotube, ν and $\gamma = E/(mc^2)$ are the depth of the potential well and the positron energy in units rest energy mc^2 (m is the mass of rest of a positron, c is the speed of light in a vacuum). Oscillations in the rest system occur in a plane containing the point of the positron's entry into a nanotube and the axis of a nanotube.

The radiation intensity of an oscillating positron is proportional to the square of the amplitude s . At $s = 0$, the positron moves along the axis of the nanotube and does not radiate. The larger s , the greater the radiation intensity. As shown in [1], the potential (1) differs from the calculated potential only for small s .

The radiation intensity is characterized by the oscillation parameter $q_{ch}(s) = q \cdot s$, $q = v_{max} \cdot \gamma$, where v_{max} is the maximum deviation angle of the trajectory of the oscillating positron with the amplitude $s = 1$. For $q < 1$, we can use the dipole approximation. The dependence of the spectrum of the radiated photons of the fundamental harmonic on the dimensionless frequency $x = \omega/(\Omega_0\gamma^{3/2})$ and on the parameter s has the form

$$\frac{dN(s)}{dx} = Ks^2F(x, s),$$

$$K = \frac{\pi\alpha n_0 v \sqrt{\gamma}}{2}, \quad F(x, s) = 1 + \left[(1 + \mu s^2)x - 1 + \frac{r}{x} \right]^2, \quad (3)$$

where $\alpha = 1/137$ is the fine structure constant, $n_0 = L/l_0$, L is the channeling length, $\mu = \nu \cdot \gamma$. The parameter $r = \gamma_{th}/\gamma$, where $\gamma_{th} = \omega_p^2/\Omega_0^2$ is the energy threshold for the formation of radiation in the channeling of a positron in a nanotube with an eigen frequency Ω_0 and the plasma frequency ω_p of the medium.

The interval of radiated frequencies is determined as follows

$$\frac{1 - \sqrt{1 - (1 - \mu s^2)^2}}{1 + \mu s^2} \leq x \leq \frac{1 + \sqrt{1 - (1 - \mu s^2)^2}}{1 + \mu s^2}. \quad (4)$$

For $\mu = 1$ and $r \ll 1$, the inequalities (4) are simplified

$$\frac{r}{2} \leq x \leq \frac{2}{1 + \mu s^2}. \quad (5)$$

Allowance for the inhomogeneous polarization of the nanotube medium. The radius of the electron cloud of the carbon atom with the number $z = 6$ is $r_A = 0.885 \cdot a_0 \cdot z^{1/3}$, where $a_0 = 0.529\text{\AA}$ is the first Bohr radius of the hydrogen atom. Therefore, directly sense the polarization of the medium only channeled positrons, whose oscillation amplitudes are larger than $s_c = r_A/R = 0.85/6.8 = 7/8$. Radiation is formed mainly at the vertices of the sinusoidal trajectory of positrons and therefore the polarization parameter r depends on s . For $s < s_c$, the radiation is formed in a vacuum: $r(s) = 0$. To find the function $r(s)$, we use the statistical Thomas-Fermi model for the atom. Using the Poisson

equation and the harmonic potential of a nanotube, we obtain the following dependence of the average density of the electron cloud of nanotube atoms from s :

$$\begin{aligned}\rho(s) &= A\varphi(s) , \\ \varphi(s) &= (1-s)(s-s_c)^3 , \quad s_c \leq s \leq 1 .\end{aligned}\tag{6}$$

The area of the circular ring of the nanotube cross-section, occupied by the electrons of the atoms is $(1-s_c)^2$ area of the circle. Consequently, the average density of the electron cloud $\rho_A = \rho/(1-s_c)^2$, where ρ is the average volume density of electrons in the nanotube

$$\rho = A \int_{s_c}^1 \varphi(s) ds = A \frac{(1-s_c)^5}{20} , \quad \rho(s) = \rho \frac{20}{(1-s_c)^5} \varphi(s)\tag{7}$$

The maximum density of the electron cloud takes place for $s_m = (3+s_c)/4$ and is equal to

$$\rho_m = \rho(s_m) = \frac{135\rho}{64(1-s_c)} , \quad \rho(s) = \rho_m \frac{4^4}{3^3} \frac{\varphi(s)}{(1-s_c)^4} .\tag{8}$$

For nanotubes with $s_c = 7/8$ we have $s_m = 31/32$ and $\rho_m = 135\rho/8$. The dependence of the square of the plasma frequency of the medium on s coincides with $\rho(s)$ and the polarization parameter of the medium

$$r(s) = r_m \frac{4^4}{3^3} \frac{\varphi(s)}{(1-s_c)^4} , \quad r_m = \frac{\omega_m^2}{\gamma\Omega_0^2} = \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\Omega_0}\right)^2 = \frac{135}{8\gamma} \left(\frac{\omega_p}{\Omega_0}\right)^2 .\tag{9}$$

The polarization of the medium is localized in the region, where is $s_c \leq s \leq 1$. The radiation of positrons with $s \leq s_c$ is formed in a vacuum.

The spectrum of total radiation. The emission spectrum of a bunch with N_b positrons, taking into account the inhomogeneity of polarization in nanotubes, is obtained by replacing $r \rightarrow r(s)$ in (3) and integrating over s with a weight of $2s$ (the ratio of the area of the circular ring with radius s and width ds to the cross-sectional area of the nanotube)

$$\frac{dN_{tot}}{dx} = N_b K_{tot} \int_0^1 s^3 f(x, s, r) ds , \quad K_{tot} = 2K = \pi\alpha n_0 v \sqrt{\gamma} .\tag{10}$$

The nonlinear dependence $r(s)$ can be represented the linear form

$$r(s) = \begin{cases} r_1(s) = K(s-s_c) & s_c \leq s \leq s_m \\ r_2(s) = 3K(1-s) & s_m \leq s \leq 1 \end{cases} , \quad K = \frac{r_m}{s_m - s_c} .$$

(11)

Here it is taken into account that $s_m - s_c = 3(1 - s_c)$. The integrals within $(s_c; 1)$ of functions (7) and (11) are approximately equal.

Now the function $f(x, s)$ has the following form

$$f(x, s) = \begin{cases} f_0(x, s, 0) & 0 \leq s \leq s_c \\ f_1(x, s, r_1) & s_c \leq s \leq s_m \\ f_2(x, s, r_2) & s_m \leq s \leq 1 \end{cases} . \quad (12)$$

In view of expressions (12) and (11), we have

$$F_0(x) = a_0 x^2 + b_0 x + c_0 , \\ a_0 = \frac{s_c^4}{4} + 2\mu \frac{s_c^6}{6} + \mu^2 \frac{s_c^8}{8} , \quad b_0 = -2 \left(\frac{s_c^4}{4} + 2\mu \frac{s_c^6}{6} \right) , \quad c_0 = \frac{s_c^4}{4} . \quad (13)$$

Using expression (11) for the function $r_1(s)$, we have

$$F_1(x) = a_1 x^2 + b_1 x + c_1 + \frac{d_1}{x} + \frac{e_1}{x^2} , \quad x \leq x_c = \frac{2}{1 + \mu s_c^2} , \\ a_1 = G_4 + 2\mu G_6 + \mu^2 G_8 , \quad b_1 = -2(G_4 + \mu G_6) , \quad c_1 \\ = 2[(1 - (1 + \mu)Ks_c)G_4 + K(G_5 + G_7)] , \\ d_1 = 2K[s_c G_4 - G_5] , \quad e_1 = -K^2[s_c^2 G_4 + 2s_c G_5 - G_6] , \quad G_n = \frac{s_m^n - s_c^n}{n} . \quad (14)$$

In the frequency range $s_m \leq s \leq 1$ the parameter of the polarization is $r_2(s) = 3K(1 - s)$. Therefore, for a function $F_2(x)$ in the frequency range $x \leq x_m = 2/(1 + \mu s_m^2)$, we have

$$F_2(x) = a_2 x^2 + b_2 x + c_2 + \frac{d_2}{x} + \frac{e_2}{x^2} , \quad x \leq x_m = \frac{2}{1 + \mu s_m^2} , \\ a_2 = g_4 + 2\mu g_6 + \mu^2 g_8 , \quad b_2 = -2(g_4 + \mu g_6) , \quad c_2 \\ = 2[g_4 + 3K(g_4 - g_5 + \mu(g_6 - g_5))] , \\ d_2 = -6K[g_4 - g_5] , \quad e_2 = -9K^2[g_4 - 2g_5 + g_6] , \quad G_n = \frac{1 - s_m^n}{n} . \quad (15)$$

Thus, the total range represented by the polynomial function

$$F_{tot}(x) = ax^2 + bx + c + \frac{d}{x} + \frac{e}{x^2} , \quad (16)$$

where the coefficients in the frequency intervals 1) $x \leq x_m$, 2) $x_m \leq x \leq x_c$, 3) $x_c \leq x \leq 2$ are defined as follows:

$$\begin{aligned}
1) \quad & a = a_0 + a_1 + a_2 & b = b_0 + b_1 + b_2 & c = c_0 + c_1 + c_2 & d = d_1 + d_2 & e = e_1 + e_2 \\
2) \quad & a = a_0 + a_1 & b = b_0 + b_1 & c = c_0 + c_1 & d = d_1 & e = e_1 \\
3) \quad & a = a_0 & b = b_0 & c = c_0 & d = 0 & e = 0
\end{aligned}
\tag{17}$$

We note that the spectral distribution depends essentially on the energy of the bunch γ . In this paper, it is assumed that the energy of the bunch over the threshold energy $\gamma(s_m)$ ($r \leq s_m < 1$). The radiation of positrons with lower energies will be absorbed by a cloud of plasma electrons. The dependence of the spectral distribution on γ will be investigated in the next paper.

In this paper, we present some numerical values of the coefficients in the formula (13) – (16). For nanotubes with $R = 6.8 \text{ \AA}$ have $\hbar\Omega_0 = 3.25 \text{ eV}$, $\hbar\omega_p = 31 \text{ eV}$, $s_c = 7/8$, $s_m = 31/32$, $\mu = \nu \cdot \gamma$, $\nu = 5.6 \cdot 10^{-5}$, $K = 32\gamma(s_m)/3\gamma$, $\gamma(s_m) = 1535.6$ ($E(s_m) = 785 \text{ MeV}$).

Conclusion. The problem of finding the spectral distribution of the total radiation formed by the channeled positrons of a bunch is considered in the article, taking into account the inhomogeneous polarization of the medium.

To obtain the dependence of the polarization parameter on the radial coordinate of the nanotube, the Thomas-Fermi statistical model was used. To calculate the frequency spectrum of the total number of emitted photons by positrons of the bunch, we used a simplified dependence of the polarization on the radial coordinate. An analytical formula was obtained for the spectral distribution of the total number of emitted photons. We note that the number of channeled positrons oscillating in nanotubes with large amplitudes is greater than in channeling in a crystal. Therefore, their contribution to radiation is also greater.

BIBLIOGRAPHY

- [1] **Lindhard J.**, Dansk.Vid. Selsk. Mat. – Fys. Medd., volume 34, N 14–30, 1965.
- [2] **Kumakhov M. A.**, On the Theory of Electromagnetic Radiation of Charged Particles in crystal, Phys. Lett., 57A, 1976, pp. 17–8.
- [3] **Thess A. et al.**, Science 273, 1996, p. 483.
- [4] **Gevorgian L. A., Ispirian K. A., Ispirian R. K.**, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 68 (1998) 437, NIM B 145, 1998, p. 155.
- [5] **Gevorgian L.**, in book: Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena, Sultan B. Dabagov and Luigi Palumbo (Editors), Science and Culture Series – Physics, 370–377, World Scientific, 2010.

Gevorgyan Koryun

CHANNELING RADIATION OF A POSITRON BUNCH IN NANOTUBES TAKING INTO ACCOUNT THE MEDIUM INHOMOGENEITY

Key words: nanotube, channeling, positron radiation.

To find the radial distribution of the medium polarization in the nanotubes, we use the Poisson equation and the equation of the static Thomas-Fermi model averaged over the longitudinal coordinates. The spectral distribution of the total radiation of the positron bunch is obtained. The characteristics of the radiation are substantially depend on the energy of the bunch.

Գևորգյան Կորյուն

ՆԱՆՈՒԽՈՂՈՎԱԿՆԵՐՈՒՄ ՈՒՂՂՈՐԴՎԱԾ ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Բանալի բառեր՝ նանոխողովակ, ուղղորդում, պոզիտրոնի ճառագայթում:

Նանոխողովակում անհամասեռ բևեռացումն ըստ ռադիալ կոորդինատի գտնելու համար օգտագործվել է Պուասսոնի հավասարումը և Թոմաս-Ֆերմի ստատիկ մոդելի հավասարումը՝ միջինացված ըստ երկայնական կոորդինատների: Գտնվել են պոզիտրոնային թանձրուկի լրիվ ճառագայթման սպեկտրալ բաշխումը: Ճառագայթման բնութագրերն էապես կախված են թանձրուկի էներգիայից:

Геворгян Корюн

ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВ КАНАЛИРОВАННЫХ В НАНОТРУБКАХ ПОЗИТРОНОВ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СРЕДЫ

Ключевые слова: нанотрубка, каналирование, излучение позитрона.

Чтобы найти радиальное распределение поляризации среды в нанотрубках, мы используем уравнение Пуассона и уравнение статической модели Томаса-Ферми, усредненное по продольной координате. Получено спектральное распределение полного излучения пучка позитронов. Характеристики излучения существенно зависят от энергии пучка.